

**Untersuchungen zum Rauschverhalten
von Mikrowellen-Oszillatoren mit
Galliumarsenid-Feldeffekttransistoren**

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der
Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Heinz-Jürgen Siweris
Oberhausen

Bochum 1986

Untersuchungen zum Rauschverhalten
von Mikrowellen-Oszillatoren mit
Galliumarsenid-Feldeffekttransistoren

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der
Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Heinz-Jürgen Siweris
Oberhausen

Bochum 1986

Dissertation eingereicht am: 21.11.1986

Tag der mündlichen Prüfung: 30. 1.1987

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Burkhard Schiek
Prof. Dr.-Ing. Hans-Martin Rein



drucken + binden
gmbh
Schellingstraße 23
8000 München 40

Tel. 0 89 / 28 44 45

Inhalt

Bezeichnungen	V
1. Einleitung	1
2. Nichtlineare Modellbeschreibung des GaAs-Feldeffekttransistors	6
2.1 Statische Analyse des inneren FET	6
2.1.1 Gleichspannungsverhalten	6
2.1.2 Kleinsignalparameter	16
2.1.3 Rauschen	24
2.2 Quasistatische Großsignalbeschreibung des inneren FET	28
2.3 Vollständige Ersatzschaltung des GaAs-Feldeffekttransistors	31
2.4 Experimentelle Bestimmung der Modellparameter	33
2.4.1 Gleichstrommessungen	34
2.4.2 Rauschmessungen	35
2.4.3 Hochfrequenzmessungen	38
3. Theoretische Analyse von Oszillatoren mit GaAs-Feldeffekttransistoren	41
3.1 Allgemeine Oszillatoranalyse	42
3.1.1 Schwingbedingungen	42
3.1.2 Rauschverhalten	45
3.2 Vereinfachte Oszillatoranalyse	52
3.3 Diskussion des Rauschverhaltens	56
4. Analyse spezieller Oszillatorschaltungen	59
4.1 FET-Oszillator mit Reflexionsresonator	59
4.1.1 Schaltungsanalyse	59
4.1.2 Numerische Ergebnisse	65
4.2 FET-Oszillator mit Verzögerungsleitung	74
4.2.1 Schaltungsanalyse	76
4.2.2 Numerische Ergebnisse	80
5. Untersuchungen an praktischen Schaltungen	87
5.1 Untersuchungen an FET-Verstärkern	87
5.1.1 Numerische Simulation	88
5.1.2 Konstruktiver Aufbau der Verstärker	90

5.1.3 Messung der Leistungsverstärkung	91
5.1.4 Ergebnisse	92
5.2 Untersuchungen an FET-Oszillatoren	95
5.2.1 Aufbau des Versuchsozillators	95
5.2.2 Numerische Berechnung des Rauschverhaltens	97
5.2.3 Messung des Amplituden- und Phasenrauschens	98
5.2.4 Ergebnisse	101
6. Optimierung des Phasenrauschens	105
6.1 Reduzierung des $1/f$ -Rauschens	105
6.2 Optimierung der Oszillatorschaltung	105
6.3 Stabilisierung durch Frequenzdiskriminator	107
7. Zusammenfassung	113
Anhang	116
A.1 Dimensionierung der Microstrip-Komponenten	116
A.2 Numerische Hilfsmittel	119
Literatur	121

Bezeichnungen

A_1, A_2	Abkürzungen, definiert in Gln. (2.49) und (2.52)
a	Gatebreite
$\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{b}_1, \underline{b}_2$	Wellengrößen
C	Schwingkreiskapazität
C_G, C_D, C_{GD}	Gehäusekapazitäten
C_L	Endkapazität der Microstripleitung
C_{d0}, C_{d1}, C_{d2}	Fourier-Koeffizienten von $c_d(t)$
C_{g0}, C_{g1}, C_{g2}	Fourier-Koeffizienten von $c_g(t)$
C_{gs}, C_{gd}, C_{ds}	Streukapazitäten
C_p	Parallelkapazität bei Microstrip-Diskontinuität
C_o	Bezugskapazität
c	Korrelationskoeffizient, Lichtgeschwindigkeit
c_d	Drain-Gate-Kapazität des inneren FET
c_d', c_d'', c_d'''	Teilkapazitäten von c_d
c_g	Gate-Source-Kapazität des inneren FET
c_g', c_g'', c_g'''	Teilkapazitäten von c_g
d	Dicke der aktiven Halbleiterschicht
$\det (...)$	Determinante einer Matrix
E	elektrische Feldstärke, mittlerer relativer Fehler
E_s	elektrische Sättigungsfeldstärke
$\underline{E}_n, \underline{E}_{no}, \underline{E}_{n1}, e_n$	Rauschspannung
F	Frequenz im Hochfrequenzbereich
F_o	Oszillator-Schwingfrequenz
$F_i(V), i=1..3$	Funktionen der normierten Spannung, definiert in Gln. (2.9), (2.15) und (2.26)
f	Frequenz im Basisband, Offsetfrequenz
f_g	Grenzfrequenz des Amplitudenrauschens
f_{gn}	normierte Grenzfrequenz des Amplitudenrauschens
G	Schwingkreisleitwert, Leistungsverstärkung
G_L	Lastleitwert
G_{d0}, G_{d1}, G_{d2}	Fourier-Koeffizienten von $g_d(t)$
G_{m0}, G_{m1}, G_{m2}	Fourier-Koeffizienten von $g_m(t)$
G_{max}	maximale Leistungsverstärkung
G_o	Bezugsleitwert
g_d	Ausgangsleitwert des inneren FET
g_m	Steilheit des inneren FET

$I_D, \underline{I}_D$	Drainstrom
$I_D^{(m)}$	Meßwert von I_D
$\underline{I}_G$	Gatestrom
$I_d, \underline{I}_d, i_d$	Drainstrom des inneren FET
$\underline{I}_{db}, \underline{I}_{dl}, \underline{I}_{du}$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $i_d(t)$
$\underline{I}_g, i_g$	Gatestrom des inneren FET
$\underline{I}_{gb}, \underline{I}_{gl}, \underline{I}_{gu}$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $i_g(t)$
$\underline{I}_{nb}, \underline{I}_{nl}, \underline{I}_{nu}$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $i_n(t)$
i_d'	Strom durch gesteuerte Stromquelle und Ausgangsleitwert des inneren FET
i_n	Rauschstrom
j	imaginäre Einheit ($\sqrt{-1}$)
K	Regelkreisverstärkung
K_D	Diskriminator-Empfindlichkeit
K_M	Mischer-Konversionsfaktor
K_R	Verstärkungsfaktor
K_{VCO}	VCO-Abstimmsteilheit
K_o, K_1	Konversionsfaktoren des Oszillatorrauschens
(K)	Kettenmatrix
$K_{ij}, i, j = 1, 2$	Elemente der Kettenmatrix
$K_{ijb}, K_{ijl}, K_{iju}, i, j = 1, 2$	Elemente der Kettenmatrix für Frequenzen im Basisband, im unteren und oberen Seitenband
k	Boltzmann-Konstante
L	Schwingkreisinduktivität
L_g, L_d, L_s	Zuleitungsinduktivitäten
L_s	Serieninduktivität bei Microstrip-Diskontinuität
l	Gatelänge, Leitungslänge
l_1, l_2	Längen der Bereiche I und II des inneren FET
M	Summationsgrenze
$\underline{M}_{\alpha o}, \underline{M}_{\alpha 1}, \underline{M}_{\phi o}, \underline{M}_{\phi 1}$	Modulationsfaktoren für Amplituden- und Phasenrauschen
N, n	Rauschfaktor
N_D	Dotierungsdichte
N_f, N_r	Übersetzungsverhältnisse idealer Übertrager
$N_o, \underline{N}_1$	Fourier-Koeffizienten von $n(t)$
$\underline{N}_{\alpha o}, \underline{N}_{\alpha 1}, \underline{N}_{\phi o}, \underline{N}_{\phi 1}$	Abkürzungen, definiert in Gln. (3.33) und (3.34)

$\underline{N}'_{\alpha 0}, \underline{N}'_{\alpha 1}, \underline{N}''_{\alpha 1}$	Funktionen in Gl. (3.31) für Amplitudenschwankungen
$\underline{N}'_{\phi 0}, \underline{N}'_{\phi 1}, \underline{N}''_{\phi 1}$	Funktionen in Gl. (3.32) für Phasenschwankungen
P	Ausgangsleistung des inneren FET, Ausgangsleistung des Versuchsozillators
P_D	Diskriminator-Eingangsleistung
P_L	an Lastwiderstand abgegebene Leistung
P'_L	verminderte Ausgangsleistung bei Diskriminator-Stabilisierung
P_{LO}	Lokalooszillatorleistung bei Mischern
P_{av}	verfügbare Leistung
P_c	Trägerleistung
P_{in}, P_{out}	Eingangs- und Ausgangsleistung des FET
P_r	Verlustleistung des Resonators
P_{ssb}	Einseitenbandrauschleistung
ΔP	effektiv vom FET erzeugte Leistung
Q_L	belastete Güte
Q_g, q_g	Gateladung des inneren FET
Q'_g, Q''_g, Q'''_g	Teilladungen von Q_g
Q_o	Bezugsladung, Leerlaufgüte
q	Elementarladung
R	Belastungswiderstand des inneren FET
R_G, R_D, R_S	Widerstände der Niederfrequenzbeschaltung
R_{Go}, R_{Do}, R_{So}	Widerstände der Gleichstrombeschaltung
R_g, R_d, R_s	Bahn- und Zuleitungswiderstände
R_{do}, R_{so}	Gleichstrom-Bahnwiderstände
R_{opt}	optimaler Belastungswiderstand des inneren FET
$\underline{r}, \underline{r}_1, \underline{r}_2$	Reflexionsfaktoren
$\{S\}$	Streumatrix
$\underline{S}_{ij}, i, j = 1, 2$	Elemente der Streumatrix
$\underline{S}^{(m)}_{ij}, i, j = 1, 2$	Meßwerte von $\underline{S}_{ij}$
T_o	Bezugstemperatur
t	Zeit
$\underline{t}$	Transmissionsfaktor
U	Spannungsabfall im Kanal des inneren FET
U_{Df}	Diffusionsspannung
$U_D, \underline{U}_D$	Drain-Source-Spannung
$U_G, \underline{U}_G$	Gate-Source-Spannung
$\underline{U}_L, u_L$	Spannung am Lastwiderstand

$U_d, \underline{U}_d, u_d$	Drain-Source-Spannung des inneren FET
$\underline{U}_{db}, \underline{U}_{d1}, \underline{U}_{du}$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $u_d(t)$
$U_g, \underline{U}_g, u_g$	Gate-Source-Spannung des inneren FET
$\underline{U}_{gb}, \underline{U}_{g1}, \underline{U}_{gu}$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $u_g(t)$
$\underline{U}_{nb}, \underline{U}_{n1}, \underline{U}_{nu}$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $u_n(t)$
U_p	Abschnürspannung
U_s	Sättigungsspannung
U_o	Spannung einer Gleichspannungsquelle
$\underline{U}_1$	Spannung einer Hochfrequenz-Spannungsquelle
U_1, U_2	Spannungen der Bereiche I und II des inneren FET
$\Delta U_g, \Delta U_d, \Delta U_L$	Amplitudenschwankungen von $u_g(t)$, $u_d(t)$ und $u_L(t)$
u'_g	Spannung an der Gate-Source-Kapazität des inneren FET
u_{mod}	Modulationsspannung
u_n	Rauschspannung
$\delta u_g, \delta u_d$	Kleinsignalkomponenten von u_g und u_d
V	normierte Spannung
V_d	normierte Spannung am Kanalende
V_g	normierte Spannung am Kanalanfang
V_s	normierte Spannung am Kanalende bei Beginn der Driftsättigung
V_1	normierte Spannung am Ende von Bereich I des inneren FET
v	Elektronen-Driftgeschwindigkeit
v_s	Sättigungsdriftgeschwindigkeit der Elektronen
W	spektrale Leistungsdichte
W_e	Spektrum der Rauschspannung $e_n(t)$
W_{e10}	Wert von W_e bei $f = 10$ kHz
W_u	Spektrum der Rauschspannung $u_n(t)$
W_{u10}	Wert von W_u bei $f = 10$ kHz
$W_u^{(m)}$	Meßwert von W_u
W_α, W_ϕ	Spektren des Amplituden- und Phasenrauschens
W'_ϕ	Spektrum des Phasenrauschens bei Diskriminator- Stabilisierung
$W_{\phi s}$	Spektrum des Diskriminator-Systemrauschens

w	Sperrschichtweite, Leitungsbreite
$w_{ij}, i, j = 1, 2$	Gewichtsfaktoren
$X, \underline{X}, x$	allgemeines Signal
$\underline{X}_b, \underline{X}_l, \underline{X}_u$	Basisbandkomponente, unteres und oberes Seitenband von $x(t)$
$\Delta X, \Delta x$	Amplitudenschwankungen von $x(t)$
x	Ortskoordinate
$(Y), (Y'), (\underline{Y}_c), (\underline{Y}_{ci}), (\underline{Y}_l)$	Leitwertmatrizen
$\underline{Y}_{ij}, \underline{Y}'_{ij}, i, j = 1, 2$	Elemente der Leitwertmatrizen (Y) und (Y')
Y_o	Bezugsadmittanz
y	Ortskoordinate
(Z)	Impedanzmatrix
Z_L	Leitungswellenwiderstand
Z_o	Bezugsimpedanz
$\underline{Z}_1, \underline{Z}_2$	Quell- und Lastimpedanz des FET
α	Exponent
$\epsilon_o, \epsilon_r, \epsilon_{eff}$	absolute, relative und effektive Dielektrizitätszahl
λ	Wellenlänge
μ	Elektronenbeweglichkeit
τ	Zeitverzögerung
ϕ	Zusatzpotential im Bereich II des inneren FET
$\Delta\phi, \Delta\phi$	Phasenschwankungen
$\Delta\phi'$	Phasenschwankungen bei Diskriminator-Stabilisierung
$\Delta\phi_g, \Delta\phi_d, \Delta\phi_L$	Phasenschwankungen von $u_g(t), u_d(t)$ und $u_L(t)$
$\Delta\phi_s$	Diskriminator-Systemrauschen
ϕ, ϕ_g, ϕ_d	Phasenwinkel von $\underline{X}, \underline{U}_g$ und $\underline{U}_d$
Ω	Kreisfrequenz im Hochfrequenzbereich
Ω_o	Kreisfrequenz des Trägers
Ω_l, Ω_u	Kreisfrequenz des unteren und oberen Seitenbandes
ω	Kreisfrequenz im Basisband, Offsetkreisfrequenz
(1)	Einheitsmatrix

Zeitabhängige Größen werden in der Regel durch Kleinbuchstaben, in zeitunabhängiger Form und als Zeiger durch Großbuchstaben gekennzeichnet. Komplexe Größen sind unterstrichen. Die Begriffe "Frequenz" und "Kreisfrequenz" werden synonym verwendet.

1. Einleitung

Das Ausgangssignal eines idealen Mikrowellen-Oszillators hat einen exakt sinusförmigen Zeitverlauf; die spektrale Leistungsdichte ist in diesem Fall identisch mit einer Deltafunktion bei der Schwingfrequenz. Bei einem realen Oszillator beobachtet man neben deterministischen Verzerrungen, welche im Spektrum als Ober- und Nebenwellen in Erscheinung treten, auch statistische Schwankungen von Amplitude und Phase bzw. Frequenz. Verursacht werden diese Schwankungen durch Rauschprozesse vorwiegend im aktiven Teil der Oszillatorschaltung.

Im Zeitbereich läßt sich das Ausgangssignal eines rauschenden Oszillators durch einen sinusförmigen hochfrequenten Träger darstellen, welcher durch niederfrequente Rauschsignale amplituden- und phasenmoduliert wird. Im Spektrum treten dadurch beiderseits des Trägers Rauschseitenbänder auf, deren Leistungsdichte W bei üblichen Oszillatoren mit zunehmendem Abstand von der Schwingfrequenz F_0 abnimmt (Bild 1.1).

Zur quantitativen Beschreibung des Oszillatorrauschens dient das Verhältnis der Einseitenbandrauschleistung P_{ssb} in 1 Hz Bandbreite zur Tragerleistung P_c . Als Funktion des Abstandes vom Träger, der sog. Offsetfrequenz f , wird P_{ssb}/P_c logarithmisch in dBc/Hz angegeben, und zwar separat für Amplituden- und Phasenrauschen. Bedingt durch die nichtlineare Begrenzung der Schwingamplitude des Oszillators ist das Spektrum der Amplitudenschwankungen normalerweise wesentlich kleiner als das der Phasenschwankungen. Daher ist das Amplitudenrauschen in der Praxis nur von untergeordneter Bedeutung. Das Phasenrauschen zählt dagegen neben Ausgangsleistung und Wirkungsgrad zu den wichtigsten Kenngrößen eines Oszillators, da die Leistungsfähigkeit von vielen Systemen der Kommunikations- und Meßtechnik wesentlich durch die spektrale Reinheit der darin eingesetzten Signalquellen mitbestimmt wird.

Die heute überwiegend benutzte Theorie des Oszillatorrauschens wurde, auf der Grundlage früherer Arbeiten von Edson /1/ und Mullen /2/, durch Kurokawa /3,4/ entwickelt. Danach wird der Oszillator unterteilt in einen aktiven nichtlinearen, aber frequenzunabhängigen Zweipol und ein passives lineares Netzwerk mit frequenzabhängiger Eingangsimpedanz. Die Amplitudenabhängigkeit des aktiven Zweipols und die Frequenzabhängigkeit des passiven Netzwerkes werden durch lineare Taylor-Entwicklungen der jeweiligen Impedanzen am Arbeitspunkt des Oszillators beschrieben. Mit Hilfe einer Störungsrechnung lassen sich dann die Auswirkungen einer zwischen den beiden Teilen der Schaltung

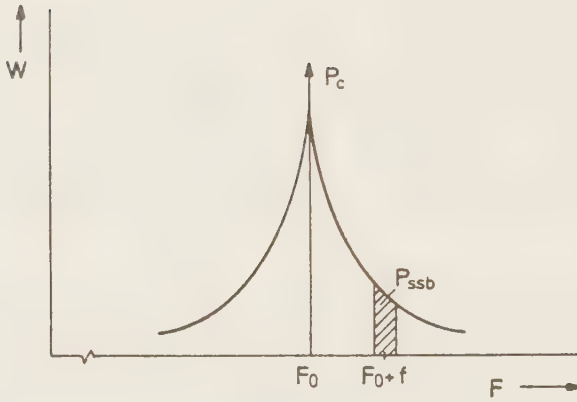


Bild 1.1. Oszillatorspektrum mit Rauschseitenbändern.

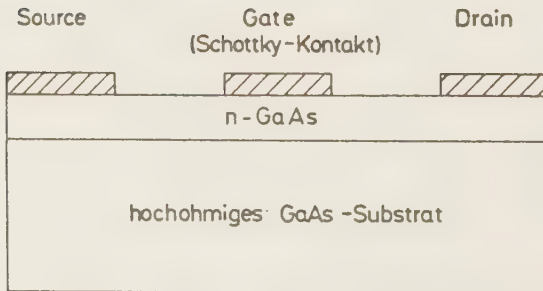


Bild 1.2. Prinzipieller Aufbau eines Galliumarsenid-Schottky-Gate-Feld-effekttransistors.

angeordneten hochfrequenten Rauschspannungsquelle auf Amplitude und Phase der Schwingung bestimmen.

Das Modell von Kurokawa wurde inzwischen mehrfach modifiziert und erweitert. Vlaardingerbroek /5/ berücksichtigte zusätzlich einen niederfrequenten Beitrag der Rauschquelle sowie allgemein die Wechselwirkung zwischen hochfrequentem und niederfrequentem Teil der Schaltung über die Nichtlinearität des aktiven Zweipols. Schiek und Schünemann /6,7/ berechneten das Rauschverhalten ohne Verwendung einer Taylor-Entwicklung für die frequenzabhängige Impedanz des linearen Netzwerkes und erweiterten dadurch den Gültigkeitsbereich der Theorie auf beliebig hohe Offsetfrequenzen. Esdale und Howes /8/ übertrugen die mit Spannungen, Strömen und Impedanzen formulierte Theorie von Kurokawa auf eine äquivalente Beschreibung des Oszillators durch Wellengrößen und Reflexionsfaktoren.

Neben der Theorie von Kurokawa hat noch das weniger detaillierte und auf das Phasenrauschen beschränkte Modell von Leeson /9,10/ eine gewisse Verbreitung gefunden. Eine diesem Modell vom Ansatz her ähnliche, aber sehr viel allgemeinere Rauschanalyse wurde von Takaoka und Ura /11/ durchgeführt.

Alle genannten Theorien sind rein phänomenologisch und somit grundsätzlich bei einer Vielzahl von Oszillatortypen anwendbar. Mit Ausnahme der Modelle in /9-11/ wird allerdings die aktive Komponente immer als Zweipol beschrieben, dessen Impedanz einen negativen Realteil aufweist und der daher Leistung an den passiven Schaltungsteil abgibt. Diese Darstellung eignet sich primär für Oszillatoren, bei denen das aktive Element direkt als Zweipol vorliegt, wie etwa bei Gunn- und Impatt-Oszillatoren.

Mit dem von Mead /12/ vorgeschlagenen Galliumarsenid-Schottky-Gate-Feldeffekttransistor (GaAs-FET) steht erstmals im Mikrowellenbereich ein aktives Dreipol-Halbleiterbauelement zur Verfügung (Bild 1.2). Nachdem GaAs-Feldeffekttransistoren zunächst vorwiegend in Verstärkern Anwendung fanden, werden sie, beginnend mit den Arbeiten von Maeda et al. /13,14/ und Pucel et al. /15/, seit einigen Jahren auch zunehmend in Oszillatoren eingesetzt. Aufgrund der niedrigen Betriebsspannungen und -ströme sowie der günstigen Wirkungsgrade haben sie dabei im Frequenzbereich bis etwa 20 GHz andere Halbleiterbauelemente wie Gunn- und Impatt-Dioden teilweise verdrängen können. Kommerziell werden FET-Oszillatoren z. Zt. für Frequenzen bis 50 GHz angeboten /16/, es wurden aber auch schon wesentlich höhere Schwingfrequenzen erzielt /17,18/. Vollständige Oszillatorschaltungen konnten ferner in monolithisch integrierter

Form realisiert werden, z. B. /19-22/.

Ein gravierender Nachteil von Oszillatoren mit GaAs-Feldeffekttransistoren ist allerdings ihr relativ starkes Amplituden- und Phasenrauschen. Für rausch- arme Oszillatoren werden daher nach wie vor im unteren Mikrowellenbereich Bipolartransistoren, bei höheren Frequenzen Gunn-Dioden bevorzugt. Signal- quellen mit niedrigem Phasenrauschen lassen sich auch durch Frequenzverviel- facherketten, insbesondere in Verbindung mit speziellen Stabilisierungsver- fahren /23/, realisieren.

Hinsichtlich des Rauschens verhalten sich FET-Oszillatoren somit konträr zu vergleichbaren FET-Verstärkern, welche im Hochfrequenzbereich sehr niedrige Rauschzahlen aufweisen. Der Grund für die unterschiedlichen Rauscheigen- schaften von GaAs-Feldeffekttransistoren in Verstärkern einerseits und Oszil- latoren andererseits ist das starke niederfrequente $1/f$ -Rauschen (Funkel- rauschen) des Transistors. Dieser Rauschprozeß tritt bei allen linearen Hoch- frequenzanwendungen wie etwa bei Kleinsignalverstärkern nicht störend in Er- scheinung. Bei Oszillatoren liegt dagegen eine Großsignalaussteuerung des FET vor; in diesem Fall bewirkt das $1/f$ -Rauschen über die Nichtlinearitäten des Transistors eine Rauschmodulation des Ausgangssignals. Dieser Mischpro- zeß ist die dominierende Rauschursache bei allen GaAs-FET-Oszillatoren für Offsetfrequenzen unterhalb von etwa 1 MHz. Hochfrequente Rauschquellen leisten daher keinen wesentlichen Beitrag zum Oszillatorrauschen nahe beim Träger.

Diese grundsätzlichen Erkenntnisse zum Rauschen von FET-Oszillatoren resul- tieren zum einen aus der gemessenen Frequenzabhängigkeit des Seitenband- rauschens /15,24,25/, zum anderen aus dem direkten Vergleich von Meßwerten für $1/f$ -Rauschen und Phasenrauschen bei einer Anzahl verschiedener Tran- sistoren /25-30/.

Für eine systematische Verbesserung der Rauscheigenschaften von FET-Oszil- latoren ist ein besseres Verständnis des o. g. Mischvorganges erforderlich. Eine detaillierte theoretische Analyse hierzu wurde zuerst von Debney und Joshi durchgeführt /31/. Dabei wird eine Kombination aus dem Transistor und einem einfachen Rückkopplungsnetzwerk als aktiver Zweipol behandelt. Das $1/f$ -Rauschen wird zunächst in Form einer niederfrequenten Rauschspannungs- quelle im Gatekreis eingeführt und dann über ein Großsignalmodell für den FET in eine äquivalente hochfrequente Rauschspannungsquelle umgerechnet, die in Reihe zum aktiven Zweipol angeordnet ist. Die resultierende Schaltung wird anschließend mit einer erweiterten Version der Theorie von Kurokawa

analysiert.

Das von Debney und Joshi verwendete Großsignalmodell basiert auf der Annahme, daß die Steilheit und der Ausgangsleitwert die dominierenden Nichtlinearitäten des Feldeffekttransistors sind. Demgegenüber wird sowohl von Pucel und Curtis /25/ als auch von Camiade et al. /29/ angenommen, daß die Rauschmodulation primär über die nichtlineare Gate-Source-Kapazität erfolgt, welche im Modell von Debney und Joshi nicht berücksichtigt wird. Eine diesen Widerspruch aufklärende allgemeine Analyse des Rauschens von FET-Oszillatoren wurde bisher noch nicht durchgeführt.

Ziel dieser Arbeit war es daher, mit Hilfe eines geeigneten Modells, welches sämtliche relevanten nichtlinearen Effekte einschließt, den Zusammenhang zwischen dem $1/f$ -Rauschen von GaAs-Feldeffekttransistoren und dem dadurch erzeugten Amplituden- und Phasenrauschen von FET-Oszillatoren quantitativ zu bestimmen.

Im Kapitel 2 werden zunächst die nichtlinearen Signal- und Rauscheigenschaften des GaAs-Feldeffekttransistors näher untersucht. Das folgende Kapitel behandelt eine allgemeine theoretische Analyse von FET-Oszillatoren. Durch Kombination der Resultate beider Abschnitte lassen sich die Rauscheigenschaften konkreter Oszillatorschaltungen numerisch simulieren; dies wird im Kapitel 4 beschrieben. Die numerischen Resultate werden im Kapitel 5 den Ergebnissen experimenteller Untersuchungen gegenübergestellt. Abschließend werden im Kapitel 6 Möglichkeiten zur Reduzierung des Phasenrauschens von FET-Oszillatoren diskutiert.

2. Nichtlineare Modellbeschreibung des GaAs-Feldeffekttransistors

Bei Oszillatoranwendungen werden GaAs-Feldeffekttransistoren unter Großsignalbedingungen betrieben. Das Signal- und Rauschverhalten des Transistors läßt sich daher nicht mehr durch die bei linearem Betrieb üblichen Parameter beschreiben, sondern muß mit Hilfe eines geeigneten nichtlinearen Modells ermittelt werden. Ein solches Modell wird in diesem Kapitel beschrieben.

Dabei wird angenommen, daß sowohl die nichtlinearen Effekte als auch die relevanten Rauschprozesse auf den Bereich unmittelbar unter dem Gatekontakt, den sog. inneren FET, beschränkt sind. Die Signal- und Rauscheigenschaften des inneren FET werden zunächst unter statischen Bedingungen bestimmt und die Ergebnisse dann in Form einer quasistatischen Näherung auf den Fall einer hochfrequenten Großsignalaussteuerung übertragen. Die übrigen Teile des Transistors werden durch ein lineares Ersatzschaltbild beschrieben. Abschließend wird auf die experimentelle Bestimmung sämtlicher Modellparameter bei einigen Mikrowellen-Feldeffekttransistoren eingegangen.

2.1 Statische Analyse des inneren FET

2.1.1 Gleichspannungsverhalten

Bild 2.1 zeigt einen Querschnitt des inneren FET, dessen Abmessungen durch Länge l und Breite a des Gatekontaktes sowie die Dicke d der aktiven Halbleiterschicht festgelegt sind. Ziel dieses Abschnittes ist es, den Drainstrom I_d und die Gateladung Q_g als Funktion der Gleichspannungen U_g und U_d an Gate bzw. Drain zu bestimmen.

Die erste theoretische Analyse des Feldeffekttransistors stammt von Shockley /32/. Voraussetzung für die Gültigkeit der Shockleyschen Theorie ist ein linearer Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke E und der Driftgeschwindigkeit v der Ladungsträger im Halbleiter, d. h. konstante Beweglichkeit der Elektronen oder Löcher. Eine Sättigung des Drainstromes mit steigender Drainspannung erfolgt nach diesem Modell erst durch Abschnürung des leitenden Kanals am drainseitigen Ende, d. h. wenn die Sperrschicht sich hier über die volle Dicke d der aktiven Schicht erstreckt.

Die Bedingung konstanter Beweglichkeit ist bei Mikrowellen-Feldeffekttransistoren nicht erfüllt. Bild 2.2 zeigt den von Ruch und Kino /33/ gemessenen

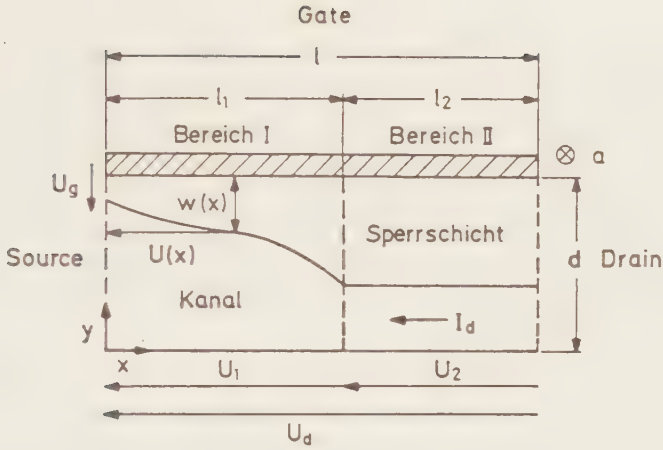


Bild 2.1. Querschnitt durch den inneren FET.

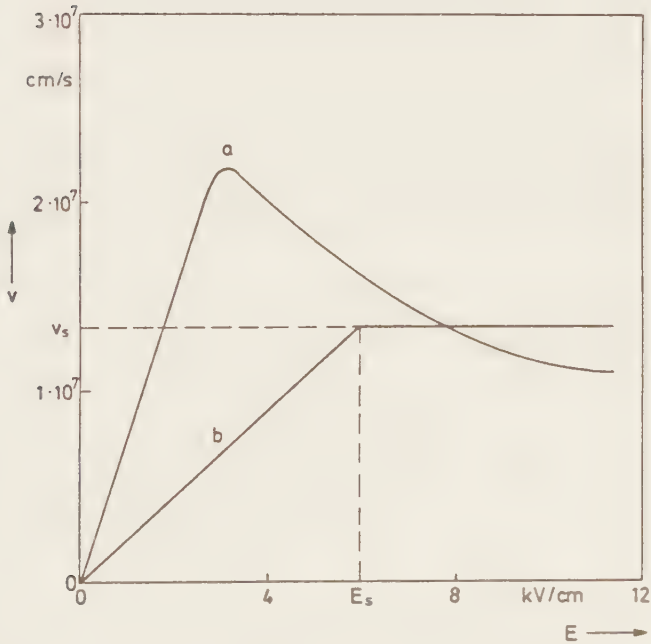


Bild 2.2. Driftgeschwindigkeit v als Funktion der elektrischen Feldstärke E für Elektronen in Galliumarsenid.

a) Meßkurve von Ruch und Kino /33/.

b) Approximation durch bereichsweise lineare Charakteristik.

Verlauf der Elektronen-Driftgeschwindigkeit in Galliumarsenid. Für Gate-längen und Drainspannungen üblicher GaAs-FETs wird die Grenze des linearen Bereiches weit überschritten. Durch den anschließenden Bereich negativer differentieller Beweglichkeit können sich in GaAs-FETs grundsätzlich auch Gunn-Domänen ausbilden /34-36/. Numerische Simulationen ergaben jedoch, daß bei den Abmessungen und Dotierungen von üblichen Transistoren keine Instabilitäten zu erwarten sind /35/. Unter bestimmten Voraussetzungen können im Ausgangskennlinienfeld allerdings Bereiche mit negativem differentiellem Widerstand auftreten /36/.

Eine Analyse des inneren FET auf der Grundlage der gemessenen Driftgeschwindigkeits-Charakteristik würde zu einem numerisch sehr aufwendigen Modell führen, welches insbesondere für Schaltungssimulationen ungeeignet wäre. Hinzu kommt, daß diese Meßkurve streng nur für stationäre Verhältnisse gültig ist. Nach Maloney und Frey /37/ treten jedoch bereits bei Gatelängen unterhalb von etwa 5 μm Abweichungen von der stationären Charakteristik auf ("overshoot"-Effekt). Für ein praktikables FET-Modell muß daher von einem gegenüber den tatsächlichen physikalischen Verhältnissen vereinfachten Zusammenhang ausgegangen werden.

Geeignet ist in dieser Hinsicht die ebenfalls im Bild 2.2 dargestellte bereichsweise lineare Approximation der Driftgeschwindigkeits-Charakteristik. Bis zur Sättigungsfeldstärke E_s wächst v proportional zu E , für $E \geq E_s$ bewegen sich die Elektronen mit der konstanten Sättigungsdriftgeschwindigkeit v_s .

Der Einfluß einer in dieser Form begrenzten Elektronen-Driftgeschwindigkeit auf die Eigenschaften von GaAs-Feldeffekttransistoren wurde zuerst von Turner und Wilson /38/ untersucht. Ausgangspunkt dieser Theorie ist das Modell von Shockley; abweichend davon wird jedoch angenommen, daß die Sättigung des Drainstromes abrupt einsetzt, sobald die elektrische Feldstärke am drainseitigen Kanalende den Sättigungswert E_s erreicht, d. h. bevor der Kanal vollständig abgeschnürt ist. Bei weiterer Erhöhung der Drainspannung bleiben Sperrschicht und Kanal im Modell von Turner und Wilson unverändert, somit ist auch der Drainstrom konstant.

Eine allgemeinere Beschreibung des FET im Sättigungsbereich liefert der Ansatz von Grebene und Ghandhi /39/. Danach wird der innere FET gemäß Bild 2.1 in zwei Bereiche unterteilt. Im Bereich I gilt $E < E_s$ und $v < v_s$, im Bereich II $E \geq E_s$ und $v = v_s = \text{const.}$ Mit wachsender Drainspannung U_d verschiebt sich die Grenze zwischen beiden Bereichen zum sourceseitigen Kanalende hin. Daraus

resultiert eine geringfügige weitere Zunahme des Drainstromes, in Übereinstimmung mit der experimentellen Erfahrung.

Unter Verwendung des Modells von Grebene und Ghandhi, welches in /39/ allgemein für Sperrschicht-Feldeffekttransistoren beschrieben wurde, führten Pucel, Haus und Statz /40/ eine detaillierte theoretische Untersuchung von GaAs-Mikrowellen-Feldeffekttransistoren durch. Hierauf basiert im wesentlichen die nachfolgende Analyse. Im Gegensatz zu /38-40/ werden die Größen E_s und v_s der Driftgeschwindigkeits-Charakteristik jedoch nicht a priori festgelegt, sondern als zunächst frei wählbare Modellparameter behandelt, deren Zahlenwerte später aus gemessenen Kennlinien bestimmt werden. Ferner werden einige Ergebnisse in anderer Form dargestellt.

Bei der Analyse sind, abhängig von den Spannungen U_g und U_d , zwei Fälle zu unterscheiden. Im linearen Betriebsbereich des FET bleibt die elektrische Feldstärke E im gesamten Kanal unterhalb der Sättigungsfeldstärke E_s . Es tritt dann nur der Bereich I auf und mit den Bezeichnungen aus Bild 2.1 gilt $I_1=1$, $I_2=0$, $U_1=U_d$, $U_2=0$. Wird E_s im Kanal überschritten, arbeitet der FET im Sättigungsbereich. Es sind dann beide Bereiche nach Bild 2.1 zu berücksichtigen und allgemein ist $I_1 < 1$, $I_2 > 0$, $U_1 < U_d$, $U_2 > 0$.

Im linearen Bereich läßt sich die Analyse direkt mit dem Shockleyschen Modell durchführen. Grundlage hierbei ist die Annahme, daß sich die Sperrschichtweite $w(x)$ längs des Kanals nur allmählich verändert ("gradual channel approximation") und demzufolge die elektrische Feldstärke E in guter Näherung nur durch eine y -Komponente in der Sperrschicht und eine x -Komponente E_x im leitenden Kanal beschrieben werden kann. Für den Drainstrom I_d gilt dann der Ansatz

$$I_d = -q n_D a (d - w(x)) E_x(x) \quad , \quad (2.1)$$

wobei q die Elementarladung, n_D die Dotierungsdichte und $\mu = v_s/E_s$ die Elektronenbeweglichkeit ist. Die Feldstärke E_x und die Sperrschichtweite w hängen vom Spannungsabfall $U(x)$ im Kanal ab:

$$E_x(x) = - \frac{dU(x)}{dx} \quad , \quad (2.2)$$

$$w(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q n_D} (U_{Df} - U_g + U(x))} \quad (2.3)$$

mit ϵ_0 , ϵ_r als absoluter bzw. relativer Dielektrizitätszahl und U_{Df} als

Diffusionsspannung des Schottky-Kontaktes.

Definiert man über die Abschnürspannung

$$U_p = \frac{qN_D d^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (2.4)$$

eine normierte Spannung $V(x)$ gemäß

$$V(x) = \frac{U_{Df} - U_g + U(x)}{U_p} \quad (2.5)$$

so folgt aus den Gln. (2.1) bis (2.5) die Differentialgleichung

$$I_d = q\mu N_D a d U_p (1 - \sqrt{V(x)}) \frac{dV(x)}{dx} \quad (2.6)$$

Die Lösung von Gl. (2.6) erhält man nach Trennung der Variablen durch Integration von $x=0$ bis $x=1$. Das Ergebnis läßt sich darstellen als

$$I_d = G_o U_p F_1(V_d) \quad (2.7)$$

mit

$$G_o = q\mu N_D \frac{ad}{l} \quad (2.8)$$

und der Funktion

$$F_1(V) = V(1 - \frac{2}{3}\sqrt{V}) - V_g(1 - \frac{2}{3}\sqrt{V_g}) \quad (2.9)$$

Dabei sind $V_g = V(x=0)$ und $V_d = V(x=1)$ die normierten Spannungen an den Grenzen des leitenden Kanals:

$$V_g = \frac{U_{Df} - U_g}{U_p} \quad (2.10)$$

$$V_d = \frac{U_{Df} - U_g + U_d}{U_p} \quad (2.11)$$

Die Gateladung Q_g ist betragsmäßig gleich der Raumladung in der Sperrschicht. Mit den Gln. (2.3) bis (2.5) ergibt sich der Ansatz

$$Q_g = -qN_D a d \int_0^1 \sqrt{V(x)} dx \quad (2.12)$$

und durch Einbeziehung von Gl. (2.6)

$$Q_g = -\mu(qN_D a d)^2 \frac{U_p}{I_d} \int_{V_g}^{V_d} \sqrt{V}(1 - \sqrt{V}) dV \quad (2.13)$$

Mit der Ladung

$$Q_o = qN_D a d I \quad (2.14)$$

und der Funktion

$$F_2(V) = V\left(\frac{2}{3}\sqrt{V} - \frac{1}{2}V\right) - V_g\left(\frac{2}{3}\sqrt{V_g} - \frac{1}{2}V_g\right) \quad (2.15)$$

erhält man als Endergebnis

$$Q_g = -Q_o \frac{F_2(V_d)}{F_1(V_d)} \quad (2.16)$$

Im Sättigungsbereich ist die Berechnung von I_d und Q_g nicht mehr in geschlossener Form möglich.

Für den Bereich I läßt sich eine Beziehung für I_d angeben, wenn in den entsprechenden Gleichungen für den linearen Bereich die Größen U_d und l durch $U_1 = U(x=l_1)$ bzw. l_1 ersetzt werden. Mit der normierten Spannung $V_1 = V(x=l_1)$ an der Grenze zwischen den Bereichen I und II,

$$V_1 = \frac{U_{Df} - U_g + U_1}{U_p} \quad (2.17)$$

erhält man

$$I_d = \frac{1}{I_1} G_o U_p F_1(V_1) \quad (2.18)$$

Im Bereich II bewegen sich die Elektronen mit der konstanten Sättigungsdriftgeschwindigkeit $v_s = \mu E_s$, die Sperrschicht hat daher die konstante Weite $w(x=l_1)$. Für den Strom I_d gilt dann

$$I_d = qN_D \mu E_s a (d - w(l_1)) \quad (2.19)$$

Mit den Gl.n. (2.3), (2.4) und (2.17) sowie der Sättigungsspannung

$$U_s = E_s l \quad (2.20)$$

folgt aus Gl. (2.19)

$$I_d = G_o U_s (1 - \sqrt{V_1}) \quad . \quad (2.21)$$

Damit läßt sich I_d berechnen, sofern die normierte Spannung V_1 bekannt ist.

Wegen $U_d = U_1 + U_2$ gilt mit Gl. (2.11) und Gl. (2.17)

$$V_d - V_1 - \frac{U_2}{U_p} = 0 \quad . \quad (2.22)$$

Die Spannung U_2 ist die Potentialdifferenz zwischen den Punkten $x=l_1$ und $x=l_1+l_2=l$. Das Potential im Bereich II setzt sich zusammen aus einem konstanten Beitrag durch die Raumladung der Sperrschicht und einem ortsabhängigen zusätzlichen Anteil $\phi(x,y)$, welcher durch freie Ladungen am Drainanschluß des inneren FET hervorgerufen wird. Allgemein läßt sich $\phi(x,y)$ in Form einer Reihenentwicklung angeben /39,40/. Nach Grebene und Ghandhi /39/ genügt es jedoch, nur das erste Glied der Reihe zu berücksichtigen:

$$\phi(x,y) \approx \frac{2d}{\pi} E_s \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right) \sinh\left(\frac{\pi(x-l_1)}{2d}\right) \quad . \quad (2.23)$$

Mit $U_2 = \phi(l_1+l_2,0) - \phi(l_1,0)$ folgt

$$U_2 = \frac{2d}{\pi} E_s \sinh\left(\frac{\pi l_2}{2d}\right) \quad . \quad (2.24)$$

Die Länge $l_2 = l - l_1$ läßt sich mit Hilfe der Gl'n. (2.18) und (2.21) durch die normierte Spannung V_1 ausdrücken:

$$l_2 = l \left(1 - \frac{U_p}{U_s} \frac{F_1(V_1)}{1 - \sqrt{V_1}}\right) \quad . \quad (2.25)$$

Die Kombination der Gl'n. (2.20), (2.22), (2.24) und (2.25) zeigt, daß V_1 Nullstelle der Funktion

$$F_3(V) = V_d - V - \frac{2d}{\pi l} \frac{U_s}{U_p} \sinh\left(\frac{\pi l}{2d} \left(1 - \frac{U_p}{U_s} \frac{F_1(V)}{1 - \sqrt{V}}\right)\right) \quad (2.26)$$

und somit die Lösung der transzendenten Gleichung

$$F_3(V_1) = 0 \quad (2.27)$$

ist. Die normierte Spannung V_1 muß daher mit numerischen Methoden bestimmt werden. Für $0 \leq V_g \leq 1$ liegt V_1 im Bereich $V_g \leq V_1 \leq 1$. In diesem Intervall ist $F_3(V)$ eine monoton steigende Funktion mit einer Polstelle bei $V=1$. Die Polstelle kann zu schlechter Konvergenz bei der iterativen Lösung der Gl. (2.27) führen. Bei den numerischen Berechnungen war es daher notwendig, zunächst die Startwerte zu optimieren. Die genaue Bestimmung von V_1 erfolgte dann mit einer Kombination aus Bisektion und Regula falsi.

Die Gateladung Q_g setzt sich im Sättigungsbereich aus drei Anteilen zusammen:

$$Q_g = Q'_g + Q''_g + Q'''_g \quad . \quad (2.28)$$

In Gl. (2.28) sind Q'_g und Q''_g die Beiträge der Raumladung in den Bereichen I und II, während Q'''_g die Wirkung der freien Ladungsträger am inneren Drainanschluß berücksichtigt. Für den Bereich I gilt analog zu Gl. (2.16)

$$Q'_g = -Q_o \frac{l_1}{T} \frac{F_2(V_1)}{F_1(V_1)} \quad . \quad (2.29)$$

Da im Bereich II die Sperrschichtweite $w=w(l_1)=d\sqrt{V_1}$ konstant ist, folgt direkt

$$Q''_g = -Q_o \frac{l_2}{T} \sqrt{V_1} \quad . \quad (2.30)$$

Zur Bestimmung von Q'''_g wird zunächst aus dem Potential $\Phi(x,y)$ nach Gl. (2.23) die Normalkomponente des zugehörigen elektrischen Feldes am Gatekontakt berechnet. Durch Integration der Feldstärke über die Oberfläche des Gates im Bereich II erhält man dann

$$Q'''_g = -Q_o \frac{1}{\pi} \frac{U_s}{U_p} \left(\frac{d}{l_1} \right)^2 \left[\cosh\left(\frac{\pi l_2}{2d}\right) - 1 \right] \quad . \quad (2.31)$$

Bei Kenntnis von V_1 ist somit auch die Gateladung vollständig bestimmt.

An der Grenze zwischen linearem Bereich und Sättigungsbereich gilt $V_1 = V_d$. Bezeichnet man diesen speziellen Wert der normierten Spannung mit V_s , so folgt aus Gl. (2.25) mit $l_2=0$

$$1 - \frac{U_p}{U_s} \frac{F_1(V_s)}{1 - \sqrt{V_s}} = 0 \quad . \quad (2.32)$$

Bei gegebenem V_g läßt sich aus dieser transzendenten Gleichung V_s bestimmen. Ein Vergleich von V_s und V_d zeigt dann, ob die Spannungen U_g und U_d einem Betriebspunkt im linearen Bereich ($V_d < V_s$) oder im Sättigungsbereich ($V_d \geq V_s$) entsprechen.

Zur vollständigen Beschreibung des inneren FET mit den vorstehend abgeleiteten Beziehungen werden insgesamt sechs unabhängige Modellparameter benötigt. Es sind dies die Diffusionsspannung U_{Df} , die Abschnürspannung U_p , die Sättigungsspannung U_s , der Leitwert G_o des Kanals bei verschwindender Sperrschicht, das Verhältnis l/d und die Ladung Q_o . Anstelle von Q_o wird allerdings zweckmäßigerweise die Kapazität

$$C_o = \frac{Q_o}{2U_p} \quad (2.33)$$

als Modellparameter definiert, die aufgrund der Gln. (2.4) und (2.14) gemäß

$$C_o = \epsilon_o \epsilon_r \frac{a l}{d} \quad (2.34)$$

mit den Abmessungen des inneren FET verknüpft ist.

Typische Zahlenwerte für einen Feldeffekttransistor mit den Gate-Abmessungen $l = 1 \mu m$ und $a = 300 \mu m$ sind $U_{Df} = 0,8 V$, $U_p = 2,8 V$, $U_s = 0,6 V$, $G_o = 0,3 S$ und $l/d = 7$ (vgl. Abschnitt 2.4). Hieraus folgt mit Gl. (2.34) und $a = 300 \mu m$ die Kapazität $C_o = 0,24 pF$. Bei der angenommenen Gatelänge von $l = 1 \mu m$ beträgt die Dicke der aktiven Halbleiterschicht $d = 0,143 \mu m$. Mit Hilfe der Gln. (2.4), (2.8) und (2.20) erhält man weiterhin $N_D = 1,956 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, $\mu = 2233 cm^2/Vs$, $E_s = 6 kV/cm$, $v_s = 1,340 \cdot 10^7 cm/s$. Die Werte für μ , E_s und v_s ergeben die bereits im Bild 2.2 gezeigte Driftgeschwindigkeits-Charakteristik.

Mit den o. g. Zahlenwerten für U_{Df} , U_p , U_s , G_o , l/d und C_o wurden die Kurven der Bilder 2.3 und 2.4 berechnet. Bild 2.3 zeigt das Ausgangskennlinienfeld des FET, d. h. den Drainstrom I_d als Funktion der Drainspannung U_d mit der Gatespannung U_g als Parameter. Man erkennt den durch das Modell richtig beschriebenen leichten Anstieg der Kurven im Sättigungsbereich. Im Bild 2.4 ist die negative Gateladung $-Q_g$ in Abhängigkeit von U_g und U_d dargestellt. Als Folge der Diffusionsspannung hat Q_g auch für $U_g = U_d = 0$ einen von Null verschiedenen Wert.

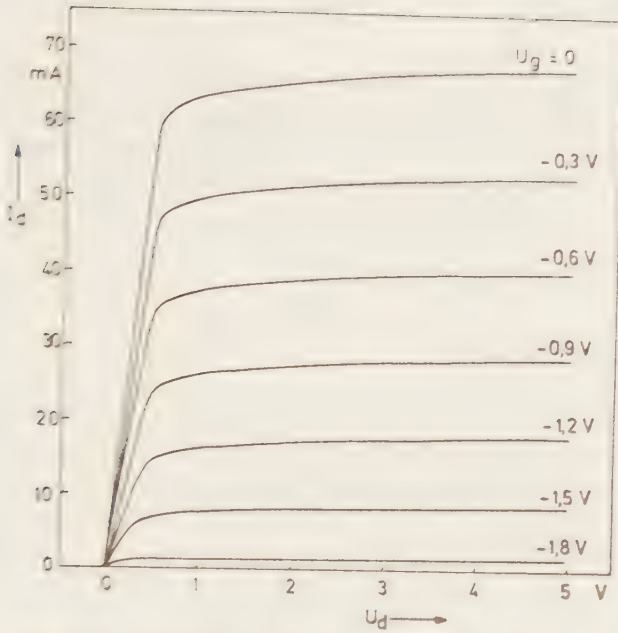


Bild 2.3. Berechneter Verlauf des Drainstromes I_d als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET.

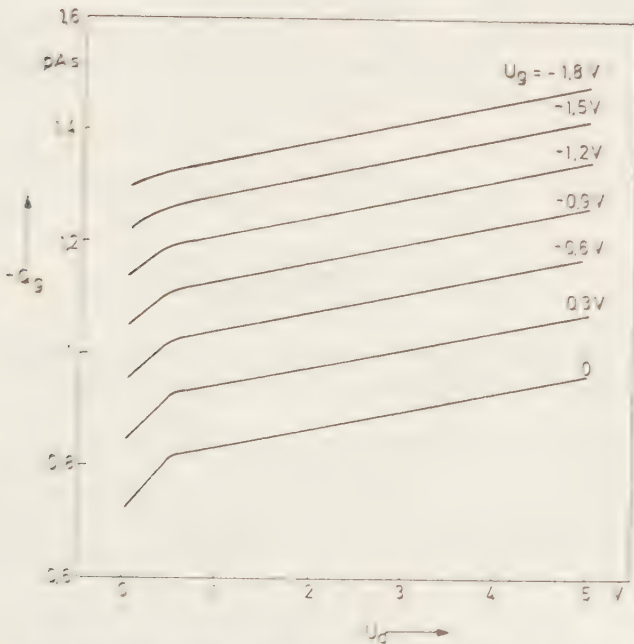


Bild 2.4. Berechneter Verlauf der negativen Gate-Spannung $-U_g$ als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET.

Der Übergang vom linearen Bereich zum Sättigungsbereich erfolgt bei allen Kurven ohne abrupten Knick, die Funktionen $I_d(U_g, U_d)$ und $Q_g(U_g, U_d)$ bleiben daher auch hier differenzierbar. Dies ist Voraussetzung für einen stetigen Übergang der Kleinsignalparameter, welche im folgenden Abschnitt behandelt werden.

2.1.2 Kleinsignalparameter

Werden den Gleichspannungen U_g und U_d kleine, langsam veränderliche Wechselspannungen δu_g und δu_d überlagert, so läßt sich das Verhalten des inneren FET für diese Kleinsignale durch das Ersatzschaltbild im Bild 2.5 beschreiben. Die Steilheit g_m und der Ausgangsleitwert g_d sind durch die Funktion $I_d(U_g, U_d)$ bestimmt:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_d(U_g, U_d)}{\partial U_g} \right|_{U_d = \text{const}} \quad , \quad (2.35)$$

$$g_d = \left. \frac{\partial I_d(U_g, U_d)}{\partial U_d} \right|_{U_g = \text{const}} \quad . \quad (2.36)$$

In ähnlicher Weise erhält man die Gate-Source-Kapazität c_g und die Drain-Gate-Kapazität c_d aus der Funktion $Q_g(U_g, U_d)$:

$$c_g = \left. \frac{\partial Q_g(U_g, U_d)}{\partial U_g} \right|_{U_d = \text{const}} + \left. \frac{\partial Q_g(U_g, U_d)}{\partial U_d} \right|_{U_g = \text{const}} \quad , \quad (2.37)$$

$$c_d = - \left. \frac{\partial Q_g(U_g, U_d)}{\partial U_d} \right|_{U_g = \text{const}} \quad . \quad (2.38)$$

Im Gegensatz zur Analyse von Pucel, Haus und Statz /40/ wird hier der Term $\partial Q_g / \partial U_d$ und damit die Drain-Gate-Kapazität nicht vernachlässigt.

Ausgedrückt durch die normierten Spannungen V_g und V_d lauten die Gln. (2.35) bis (2.38):

$$g_m = - \frac{1}{U_p} \left(\left. \frac{\partial I_d(V_g, V_d)}{\partial V_g} \right|_{V_d = \text{const}} + \left. \frac{\partial I_d(V_g, V_d)}{\partial V_d} \right|_{V_g = \text{const}} \right) \quad , \quad (2.39)$$

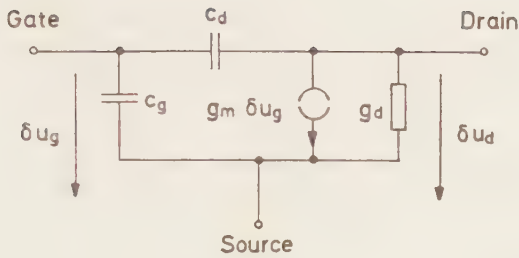


Bild 2.5. Kleinsignal-Ersatzschaltbild des inneren FET.

$$g_d = \frac{1}{U_p} \left. \frac{\partial I_d(V_g, V_d)}{\partial V_d} \right|_{V_g = \text{const}} \quad , \quad (2.40)$$

$$c_g = - \frac{1}{U_p} \left. \frac{\partial Q_g(V_g, V_d)}{\partial V_g} \right|_{V_d = \text{const}} \quad , \quad (2.41)$$

$$c_d = - \frac{1}{U_p} \left. \frac{\partial Q_g(V_g, V_d)}{\partial V_d} \right|_{V_g = \text{const}} \quad . \quad (2.42)$$

Mit den Beziehungen (2.7) und (2.16) für den linearen Bereich ergibt sich dann direkt

$$g_m = G_o (\sqrt{V_d} - \sqrt{V_g}) \quad , \quad (2.43)$$

$$g_d = G_o (1 - \sqrt{V_d}) \quad , \quad (2.44)$$

$$c_g = 2C_o \frac{1 - \sqrt{V_g}}{F_1(V_d)} \left\{ \frac{F_2(V_d)}{F_1(V_d)} - \sqrt{V_g} \right\} \quad , \quad (2.45)$$

$$c_d = 2C_o \frac{1 - \sqrt{V_d}}{F_1(V_d)} \left\{ \sqrt{V_d} - \frac{F_2(V_d)}{F_1(V_d)} \right\} \quad . \quad (2.46)$$

Zur Herleitung der entsprechenden Ausdrücke für den Sättigungsbereich müssen zunächst durch implizite Differentiation von Gl. (2.27) die partiellen Ableitungen $\partial V_1 / \partial V_g$ und $\partial V_1 / \partial V_d$ bestimmt werden. Aus Gl. (2.21) folgt dann

$$g_m = \frac{G_o}{2\sqrt{V_1}} \frac{U_s/U_p}{A_1 \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 1} \left\{ \frac{1 - \sqrt{V_1}}{1 - \sqrt{V_1}} \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 1 \right\} \quad (2.47)$$

$$g_d = \frac{G_o}{2\sqrt{V_1}} \frac{U_s/U_p}{A_1 \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 1} \quad (2.48)$$

mit der Abkürzung

$$A_1 = 1 + \frac{F_1(V_1)}{2\sqrt{V_1}(1 - \sqrt{V_1})^2} \quad (2.49)$$

Analog zur Gateladung setzen sich die Kapazitäten c_g und c_d im Sättigungsbereich aus jeweils drei Anteilen zusammen:

$$c_g = c_g' + c_g'' + c_g''' \quad (2.50)$$

$$c_d = c_d' + c_d'' + c_d''' \quad (2.51)$$

Mit der Abkürzung

$$A_2 = \sqrt{V_1} + \frac{F_2(V_1)}{2\sqrt{V_1}(1 - \sqrt{V_1})^2} \quad (2.52)$$

folgt aus den Gln. (2.29) bis (2.31)

$$c_g' = 2C_o \frac{U_p}{U_s} \frac{1 - \sqrt{V_1}}{1 - \sqrt{V_1}} \left\{ \frac{A_2 \cosh(\frac{\pi l_2}{2d})}{A_1 \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 1} - \sqrt{V_1} \right\} \quad (2.53)$$

$$c_g'' = \frac{C_o}{\sqrt{V_1}} \frac{1 - \sqrt{V_1}}{1 - \sqrt{V_1}} \frac{1}{A_1 \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 1} \left\{ \frac{l_2}{1} \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 2V_1 \frac{U_p}{U_s} \right\} \quad (2.54)$$

$$c_g''' = -C_o \frac{d}{1} \frac{1 - \sqrt{V_1}}{1 - \sqrt{V_1}} \frac{\sinh(\frac{\pi l_2}{2d})}{A_1 \cosh(\frac{\pi l_2}{2d}) - 1} \quad (2.55)$$

$$c_d' = -2C_o \frac{U_p}{U_s} \frac{A_2}{A_1 \cosh\left(\frac{\pi I_2}{2d}\right) - 1} \quad , \quad (2.56)$$

$$c_d'' = \frac{C_o}{\sqrt{V_1}} \frac{1}{A_1 \cosh\left(\frac{\pi I_2}{2d}\right) - 1} \left(2V_1 A_1 \frac{U_p}{U_s} - \frac{I_2}{I} \right) \quad , \quad (2.57)$$

$$c_d''' = C_o \frac{d}{I} \frac{A_1 \sinh\left(\frac{\pi I_2}{2d}\right)}{A_1 \cosh\left(\frac{\pi I_2}{2d}\right) - 1} \quad . \quad (2.58)$$

Für die im Abschnitt 2.1.1 angegebenen Zahlenwerte der Modellparameter erhält man die in den Bildern 2.6 bis 2.9 dargestellte Spannungsabhängigkeit der Kleinsignalparameter. Zu jedem Element des Ersatzschaltbildes sind jeweils zwei Diagramme angegeben – für Drainspannungen $0 \leq U_d \leq 1 \text{ V}$ und $1 \text{ V} \leq U_d \leq 5 \text{ V}$.

Im linearen Bereich zeigen alle Kleinsignalparameter eine ausgeprägte Abhängigkeit sowohl von U_g als auch von U_d . Im Sättigungsbereich ist die Drainspannung fast ohne Einfluß. Steilheit und Gate-Source-Kapazität hängen hier weiterhin stark von der Gatespannung ab, während Ausgangsleitwert und Drain-Gate-Kapazität nahezu konstant sind. Dabei gilt $g_d \ll g_m$ und $c_d \ll c_g$.

Der Übergang vom linearen Bereich zum Sättigungsbereich erfolgt bei allen Kleinsignalparametern stetig, die Kurven zeigen hier jedoch teilweise einen etwas ungleichförmigen Verlauf. Dies ist vermutlich auf den abrupten Übergang in der angenommenen Driftgeschwindigkeits-Feldstarke-Charakteristik (Bild 2.2) zurückzuführen.

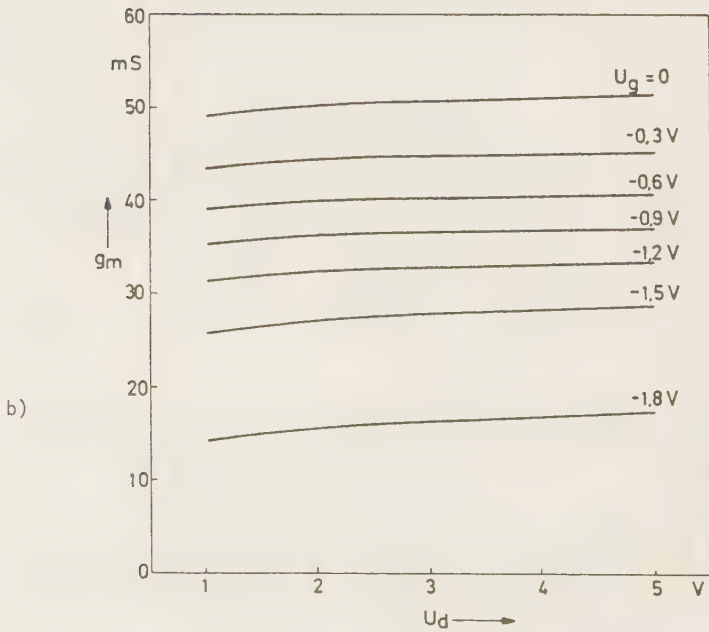
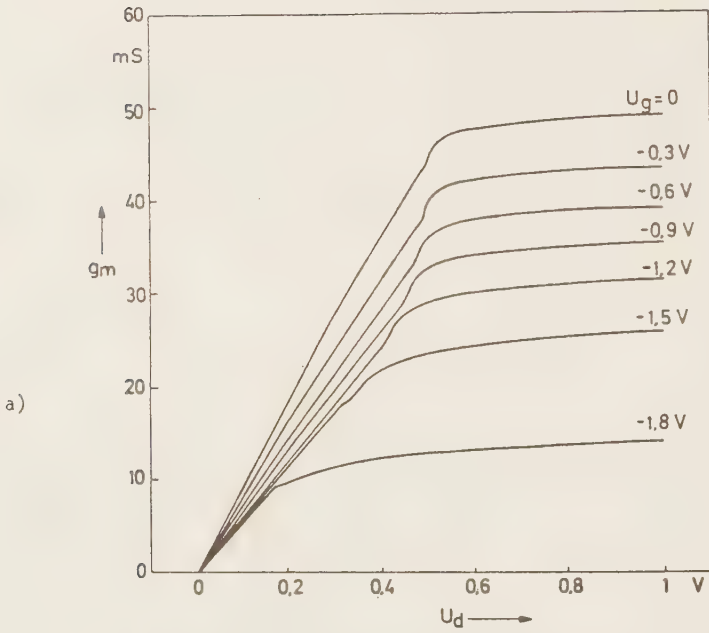
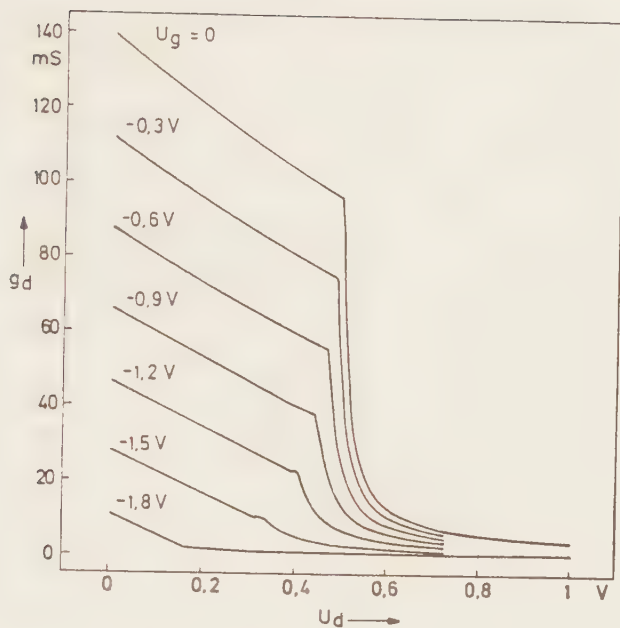


Bild 2.6. Berechneter Verlauf der Steilheit g_m als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET; a) $0 \leq U_d \leq 1$ V, b) $1 \text{ V} \leq U_d \leq 5$ V.

a)



b)

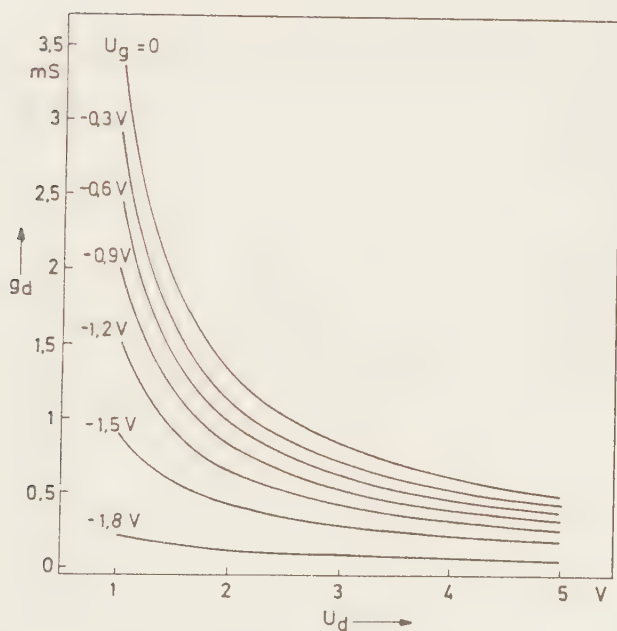


Bild 2.7. Berechneter Verlauf des Ausgangsleitwertes g_d als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET; a) $0 \leq U_d \leq 1$ V, b) $1 \text{ V} \leq U_d \leq 5$ V.

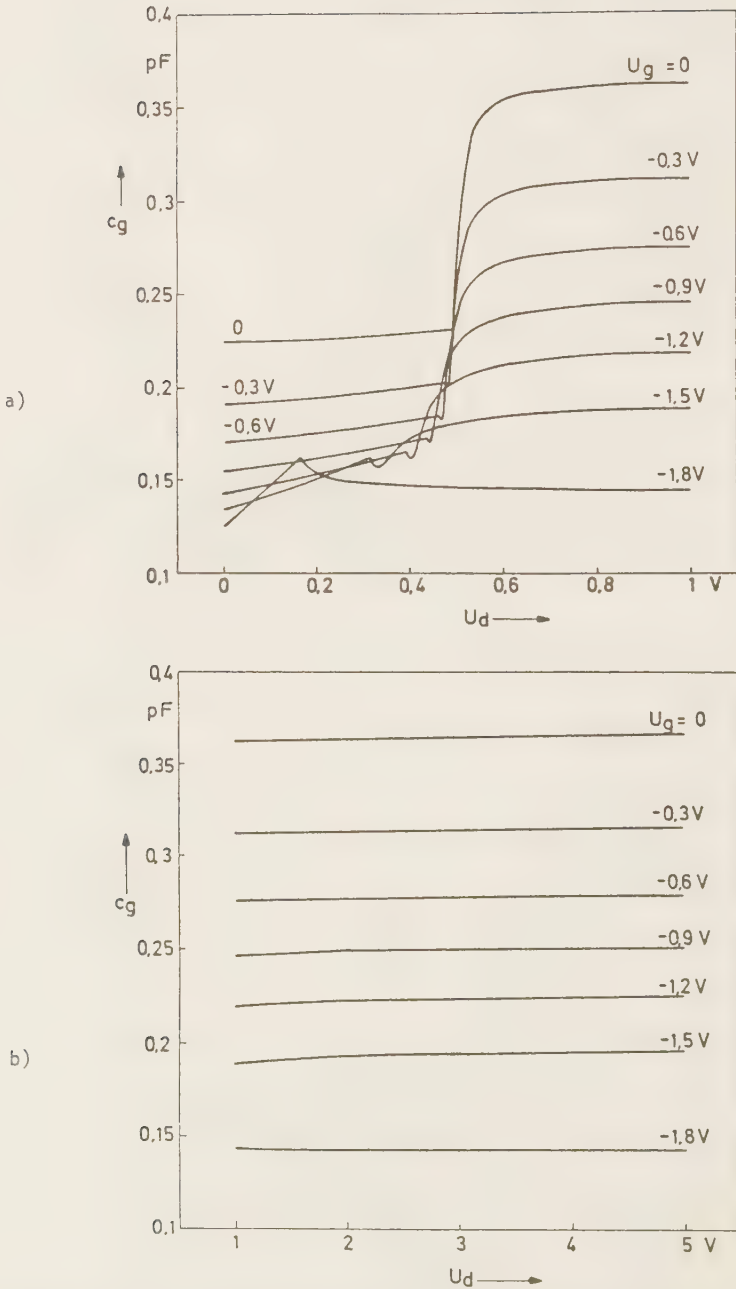
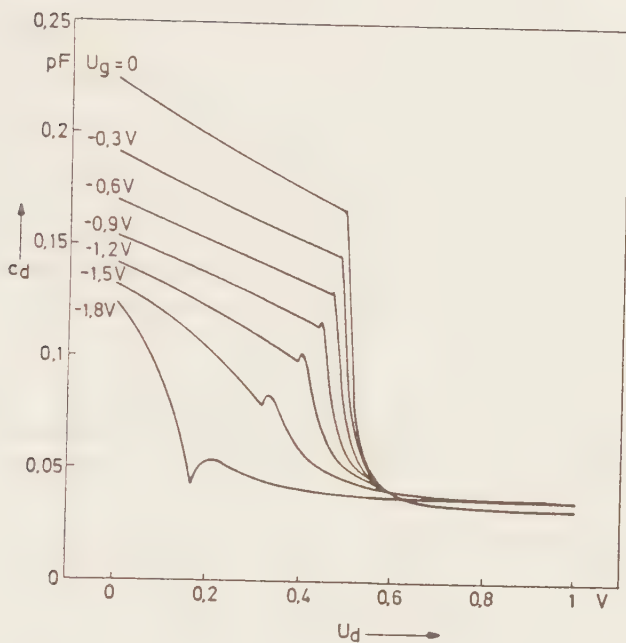


Bild 2.8. Berechneter Verlauf der Gate-Source-Kapazität c_g als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET; a) $0 \leq U_d \leq 1 \text{ V}$, b) $1 \text{ V} \leq U_d \leq 5 \text{ V}$.

a)



b)

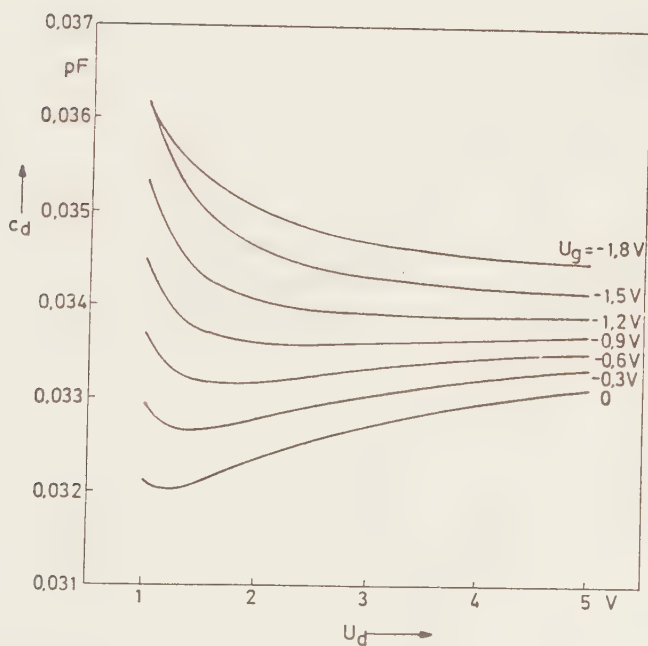


Bild 2.9. Berechneter Verlauf der Drain-Gate-Kapazität c_d als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET; a) $0 \leq U_d \leq 1$ V, b) $1 \leq U_d \leq 5$ V.

2.1.3 Rauschen

Die erste detaillierte Analyse des Rauschens von Feldeffekttransistoren stammt von van der Ziel /41,42/. Physikalische Ursache des FET-Rauschens ist danach das thermische Rauschen des leitenden Kanals. Mit Hilfe des Modells von Shockley werden Beziehungen für die Kurzschlußbrauschströme an Gate und Drain abgeleitet. In einem Ersatzschaltbild kann das Rauschen dann durch entsprechende Rauschstromquellen beschrieben werden, welche stark miteinander korreliert sind.

Baechtold /43,44/ erweiterte die Analyse von van der Ziel durch zusätzliche Berücksichtigung der Sättigung der Elektronen-Driftgeschwindigkeit nach dem Turner-Wilson-Modell sowie durch Einführung einer feldstärkeabhängigen Rauschtemperatur der Elektronen ("hot electron noise").

Das Modell von Grebene und Ghandhi bildet die Grundlage für die Rauschanalyse von Statz, Haus und Pucel /40,45/. Darin wird erstmals auch das Diffusionsrauschen im Bereich gesättigter Elektronen-Driftgeschwindigkeit berücksichtigt.

Alle in diesen Untersuchungen berücksichtigten Rauschprozesse weisen ein frequenzunabhängiges (weißes) Spektrum auf. Sie bestimmen daher im wesentlichen das Rauschverhalten von GaAs-Feldeffekttransistoren in linearen Hochfrequenzanwendungen, z. B. die Rauschzahl von FET-Verstärkern. Bei Oszillatoren liefern die hochfrequenten Rauschquellen zwar prinzipiell auch einen Beitrag zum Amplituden- und Phasenrauschen; dieser Anteil ist jedoch, wie in der Einleitung bereits erwähnt, vernachlässigbar gegenüber dem von niederfrequenten Quellen erzeugten Oszillatorrauschen. Hochfrequente Rauschquellen werden in dieser Arbeit daher nicht berücksichtigt.

Wie bei anderen Halbleiterbauelementen sind auch bei Feldeffekttransistoren die genauen Ursachen des niederfrequenten Rauschens noch unbekannt. Meist werden Generations-Rekombinations-Prozesse im leitenden Kanal /46/ oder in der Sperrschicht /47/ als auslösende Mechanismen angenommen. Die resultierenden Rauschprozesse haben Leistungsspektren der Form

$$W(f) \sim \frac{1}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (2.59)$$

mit τ als Zeitkonstante des Generations-Rekombinations-Vorganges. Demgegen-

über zeigen gemessene Spektren eine Frequenzabhängigkeit gemäß

$$W(f) \sim \frac{1}{f^\alpha} \quad (2.60)$$

mit $\alpha \approx 1$, daher die Bezeichnung $1/f$ -Rauschen. Dieser Widerspruch läßt sich durch die Annahme beseitigen, daß das niederfrequente Rauschen durch eine Vielzahl von Generations-Rekombinations-Prozessen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten verursacht wird. Durch Überlagerung entsprechend vieler Spektren nach Gl. (2.59) ergibt sich innerhalb gewisser Grenzen ein $1/f$ -Verlauf /48/. Dieses Modell ist bei MOS-Feldeffekttransistoren weitgehend akzeptiert, bei denen das Rauschen als statistisch schwankende Besetzung von Störstellen ("traps") in der Oxidschicht beschrieben wird. Da die Besetzung über Tunnelprozesse erfolgt, resultiert aus der räumlichen Verteilung der Störstellen direkt ein breites Spektrum von Zeitkonstanten /48/. Eine analoge Theorie für Sperrschicht-Feldeffekttransistoren existiert dagegen noch nicht.

Speziell bei GaAs-Feldeffekttransistoren wurden zunächst überwiegend Schwankungen der Elektronendichte im Kanal als Ursache des $1/f$ -Rauschens angenommen /27,49,50/. Demgegenüber kommt die detaillierte Untersuchung von Su et al. /51/ zu dem Schluß, daß Generations-Rekombinations-Prozesse in der Raumladungszone den dominierenden Rauschmechanismus bilden - in Übereinstimmung mit der Theorie von Sah /47/, die allerdings auf dem einfachen Shockley-Modell des Feldeffekttransistors basiert.

Neben bauelementespezifischen Modellen gibt es auch Ansätze, das $1/f$ -Rauschen allgemein als eine universelle Erscheinung zu beschreiben. Nach Hooge /52/ gilt für das Leistungsspektrum $W_i(f)$ der niederfrequenten Schwankungen eines Stromes I durch eine homogene Metall- oder Halbleiterprobe

$$W_i(f) = \frac{\alpha_H I^2}{N f} \quad . \quad (2.61)$$

Hierbei ist N die Anzahl der freien Ladungsträger in der Probe und α_H eine Konstante, für die Hooge den Wert $2 \cdot 10^{-3}$ angab. Versuche, Gl. (2.61) auch bei Feldeffekttransistoren anzuwenden, führten allerdings zu wesentlich kleineren und, abhängig vom Transistortyp, sehr unterschiedlichen Werten für α_H /27,53/.

Solange die Ursachen des $1/f$ -Rauschens nicht definitiv bekannt sind, ist eine Beschränkung auf ein rein phänomenologisches Modell notwendig. Dazu wird im Ersatzschaltbild für den inneren FET üblicherweise eine Rauschspannungsquelle $u_n(t)$ entsprechend Bild 2.10 eingeführt /26-31,51/. Das Leistungsspektrum $W_u(f)$ von $u_n(t)$ läßt sich in folgender Form angeben:

$$W_u(f) = \frac{W_{u10}}{(f/(10 \text{ kHz}))^\alpha} \quad (2.62)$$

mit W_{u10} als Leistungsdichte bei $f = 10 \text{ kHz}$ und $\alpha \approx 1$.

Im allgemeinen muß davon ausgegangen werden, daß das Spektrum W_u auch von den Spannungen U_g und U_d abhängt. Nach Graffeuil et al. /27/ kann diese Abhängigkeit in erster Näherung vernachlässigt werden. Auf der anderen Seite deuten die Meßergebnisse von Das und Ghosh /54/ auf einen Einfluß zumindest von U_g hin. Eigene Messungen zeigten, daß bei den untersuchten Transistoren das niederfrequente Rauschen deutlich sowohl von U_g als auch von U_d abhängt. Dieser Einfluß läßt sich allgemein durch einen dimensionslosen Rauschfaktor $N(U_g, U_d)$ berücksichtigen, der gemäß

$$u_n(t) = N(U_g, U_d) e_n(t) \quad (2.63)$$

die Spannung $u_n(t)$ mit einem von U_g und U_d unabhängigen Rauschprozeß $e_n(t)$ verknüpft. Die Funktion $N(U_g, U_d)$ ist definitionsgemäß frequenzunabhängig; für das Spektrum $W_e(f)$ der Rauschspannung $e_n(t)$ gilt daher analog zu Gl. (2.62)

$$W_e(f) = \frac{W_{e10}}{(f/(10 \text{ kHz}))^\alpha} \quad , \quad (2.64)$$

wobei der Parameter W_{e10} an die Stelle von W_{u10} tritt. Aus den Gln. (2.62) bis (2.64) folgt

$$\frac{W_u(f)}{W_e(f)} = \frac{W_{u10}}{W_{e10}} = N^2(U_g, U_d) \quad . \quad (2.65)$$

Eigene Messungen des $1/f$ -Rauschens bei verschiedenen Kombinationen von U_g und U_d führten zu der folgenden empirischen Beziehung für den Rauschfaktor N :

$$N(U_g, U_d) = \exp\left(\frac{U_{df} - U_g}{U_p}\right) \sqrt{1 + (U_d/U_p)^3} \quad , \quad (2.66)$$

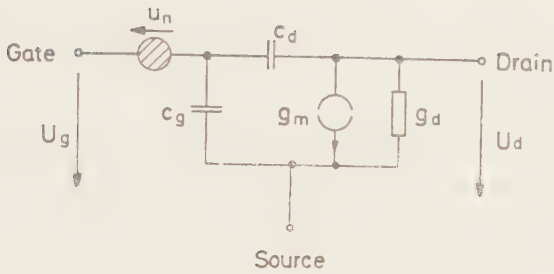


Bild 2.10. Ersatzschaltbild des inneren FET mit Rauschspannungsquelle u_n .

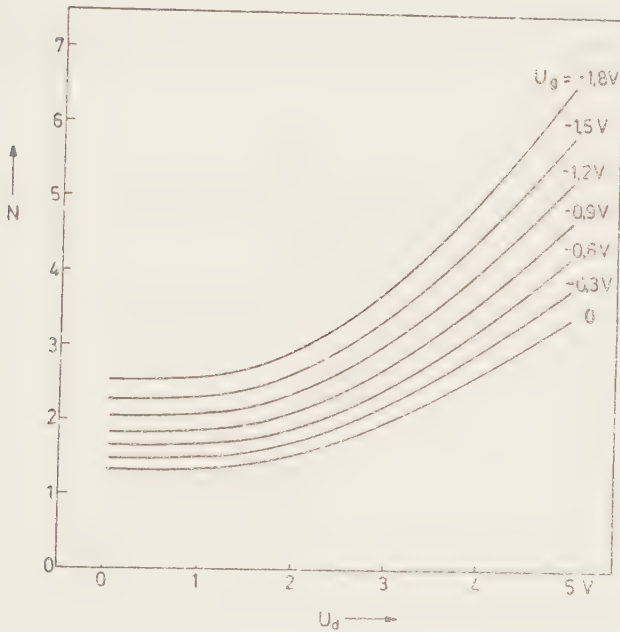


Bild 2.11. Berechneter Verlauf des Rauschfaktors N als Funktion der Spannungen U_g und U_d am inneren FET.

bzw. als Funktion der normierten Spannungen V_g und V_d :

$$N(V_g, V_d) = \exp(V_g) \sqrt{1 + (V_d - V_g)^3} \quad . \quad (2.67)$$

Die Gln. (2.66), (2.67) stellen lediglich eine Näherung dar. Sie beschreiben die globale Abhängigkeit des $1/f$ -Rauschens von den Spannungen am inneren FET im wesentlichen richtig, im Detail können aber Abweichungen vom gemessenen Verlauf auftreten (vgl. Abschnitt 2.4.2).

Mit den bereits in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 verwendeten Zahlenwerten für die Modellparameter erhält man die im Bild 2.11 dargestellten Kurven für den Rauschfaktor N . Danach nimmt das Rauschen mit wachsender negativer Gatespannung zu, was auch mit den Meßergebnissen in /54/ übereinstimmt. Der Einfluß der Drainspannung ist bei kleinen Werten von U_d nur gering, große Drainspannungen führen dagegen zu einer deutlichen Zunahme des Rauschens. Qualitativ zeigen die Kurven Ähnlichkeit mit den theoretischen Resultaten von Sah /47/.

2.2 Quasistatische Großsignalbeschreibung des inneren FET

Die im Abschnitt 2.1 behandelte statische Analyse liefert eine Beschreibung des inneren FET nur für Gleichspannungen und langsam veränderliche kleine Wechselspannungen, während bei Oszillatoren eine hochfrequente Großsignal-aussteuerung vorliegt.

Zur Erweiterung des Modells auf hohe Frequenzen genügt es, für die Wirkung der Gatespannung auf den Ausgangskreis eine Zeitverzögerung τ als weiteren Modellparameter einzuführen. In der Kleinsignal-Ersatzschaltung nach Bild 2.5 muß dazu der Strom $g_m \delta u_g(t)$ der gesteuerten Quelle durch $g_m \delta u_g(t - \tau)$ ersetzt werden. Physikalisch entspricht τ näherungsweise der Laufzeit der Elektronen durch den inneren FET. Nimmt man an, daß die mittlere Elektronengeschwindigkeit ungefähr gleich der Sättigungsdriftgeschwindigkeit ist, so gilt $\tau \approx l/v_s$. Mit dem Wert $v_s = 1,34 \cdot 10^7$ cm/s aus Bild 2.2 und $l = 1 \mu\text{m}$ erhält man so $\tau \approx 7,5$ ps.

Die Ergebnisse der statischen Analyse lassen sich auch auf den Fall der Großsignal-aussteuerung übertragen, wenn vorausgesetzt wird, daß die für Gleichspannungen U_g und U_d abgeleiteten Beziehungen auch für entsprechende zeitab-

hängige Spannungen $u_g(t)$ bzw. $u_d(t)$ gültig bleiben. Dies ist die Grundannahme der quasistatischen Großsignalbeschreibung.

Daß diese Annahme bei GaAs-Feldeffekttransistoren in guter Näherung auch im Mikrowellenbereich erfüllt ist, haben Untersuchungen von Minasian /55/ sowie von Willing, Rauscher und de Santis /56,57/ gezeigt. Dementsprechend wurden quasistatische Großsignalmodelle erfolgreich beim Entwurf von Leistungsverstärkern /58/ und Oszillatoren /59/ mit GaAs-Feldeffekttransistoren eingesetzt.

Zur Beschreibung des inneren FET bei hochfrequenter Großsignalaussteuerung können also die Beziehungen aus Abschnitt 2.1 übernommen werden, wenn die Gleichspannungen U_g und U_d durch die entsprechenden zeitabhängigen Spannungen ersetzt werden und ferner die Zeitverzögerung τ berücksichtigt wird. Mit der Funktion $I_d(U_g, U_d)$ aus der statischen Analyse und der im Bild 2.12 definierten Spannung u'_g ergibt sich der Strom i'_d durch die Kombination von Stromquelle und Ausgangsleitwert der Ersatzschaltung zu

$$i'_d(t) = I_d(u'_g(t - \tau), u_d(t)) \quad . \quad (2.68)$$

Analog folgt aus der Funktion $Q_g(U_g, U_d)$ die zeitabhängige Gateladung

$$q_g(t) = Q_g(u'_g(t), u_d(t)) \quad . \quad (2.69)$$

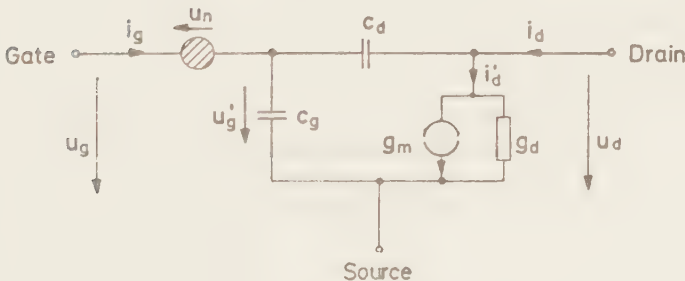


Bild 2.12. Definition von Spannungen und Strömen zur quasistatischen Großsignalbeschreibung des inneren FET.

Entsprechende Beziehungen gelten für die nun ebenfalls zeitabhängigen Elemente des Ersatzschaltbildes:

$$g_m(t) = g_m(u_g'(t - \tau), u_d(t)) \quad , \quad (2.70)$$

$$g_d(t) = g_d(u_g'(t - \tau), u_d(t)) \quad , \quad (2.71)$$

$$c_g(t) = c_g(u_g'(t), u_d(t)) \quad , \quad (2.72)$$

$$c_d(t) = c_d(u_g'(t), u_d(t)) \quad . \quad (2.73)$$

Schließlich kann auch die Rauschquelle $u_n(t)$ in die quasistatische Großsignalbeschreibung einbezogen werden. Durch Einführung eines zeitabhängigen Rauschfaktors $n(t)$ gemäß

$$n(t) = N(u_g'(t), u_d(t)) \quad (2.74)$$

mit der Funktion $N(U_g, U_d)$ aus Abschnitt 2.1.3 wird aus Gl. (2.63) allgemein

$$u_n(t) = n(t) e_n(t) \quad . \quad (2.75)$$

Die Rauschspannung $u_n(t)$ wird somit bei Großsignalaussteuerung in nicht-linearer Weise durch die Spannungen $u_g'(t)$ und $u_d(t)$ beeinflusst. Wie noch gezeigt wird, ist dieser Ansatz sehr wichtig für die Berechnung des Rauschverhaltens von FET-Oszillatoren. Dagegen gehen alle bisherigen Theorien zum Oszillatorrauschen von unabhängigen Rauschquellen aus. Andererseits sind Modelle mit gesteuerten Rauschquellen bereits bei der Analyse von Mischern mit Schottky-Dioden verwendet worden, z. B. /60/.

Der Gatestrom $i_g(t)$ ergibt sich durch zeitliche Differentiation von Gl. (2.69). In Verbindung mit den Definitionsgleichungen (2.37) und (2.38) für die Kapazitäten c_g und c_d sowie mit

$$u_g'(t) = u_g(t) + u_n(t) \quad (2.76)$$

erhält man

$$i_g(t) = c_g(t) \frac{d}{dt} (u_g(t) + u_n(t)) + c_d(t) \frac{d}{dt} (u_g(t) - u_d(t) + u_n(t)) \quad . (2.77)$$

Der Drainstrom $i_d(t)$ setzt sich aus dem Strom $i'_d(t)$ gemäß Gl. (2.68) und dem Strom durch die Drain-Gate-Kapazität c_d zusammen. Letzterer ist durch den zweiten Term in Gl. (2.77) gegeben. Somit folgt

$$i_d(t) = i'_d(t) + c_d(t) \frac{d}{dt} (u_d(t) - u_g(t) - u_n(t)) \quad (2.78)$$

Die Gl'n. (2.68) bis (2.78) bilden eine vollständige Beschreibung der nicht-linearen Signal- und Rauscheigenschaften des inneren FET.

2.3 Vollständige Ersatzschaltung des GaAs-Feldeffekttransistors

Um ein Modell für den gesamten Transistor zu erhalten, muß das Ersatzschaltbild des inneren FET durch zusätzliche Elemente erweitert werden. Für Gleichspannungen bzw. bei sehr niedrigen Frequenzen genügt es, entsprechend Bild 2.13 lediglich die Bahnwiderstände R_{so} und R_{do} zu den äußeren Anschlüssen hinzuzufügen. Während der Gleichstrom I_D am äußeren Drainanschluß identisch mit dem Strom I_d des inneren FET ist, gilt für die Spannungen:

$$U_g = U_G - R_{so} I_D \quad (2.79)$$

$$U_d = U_D - (R_{so} + R_{do}) I_D \quad (2.80)$$

Durch diese Verkopplung ist es im allgemeinen nicht möglich, bei gegebenen äußeren Spannungen U_G , U_D den Drainstrom $I_D = I_d$ direkt mit den Beziehungen aus Abschnitt 2.1.1 zu bestimmen. Die Berechnung von I_d muß vielmehr im Rahmen einer iterativen Lösung der Gl'n. (2.79) und (2.80) erfolgen, sofern die Spannungen an R_{so} und R_{do} nicht vernachlässigbar sind.

Für den Hochfrequenzbereich wurde die Ersatzschaltung im Bild 2.14 gewählt. Sie basiert auf physikalischen Überlegungen und den in der Literatur angegebenen Modellen /55 - 59, 61 - 63/. Näherungsweise entsprechen die Größen C_{gs} , C_{ds} und C_{gd} den Streukapazitäten der Gate-, Source- und Drainkontakte; R_g , R_d , R_s und L_g , L_d , L_s beschreiben Widerstände und Induktivitäten von Zuleitungen, Kontakten und Bonddrähten, während C_G , C_D und C_{GD} die Grenzkapazitäten darstellen. Die Widerstände R_d und R_s sind nicht identisch mit R_{do} und R_{so} aus dem Gleichstrom-Ersatzschaltbild.

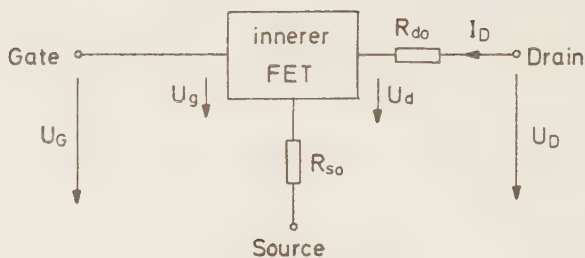


Bild 2.13. Vollständiges Gleichstrom-Ersatzschaltbild des GaAs-Feldeffekttransistors.

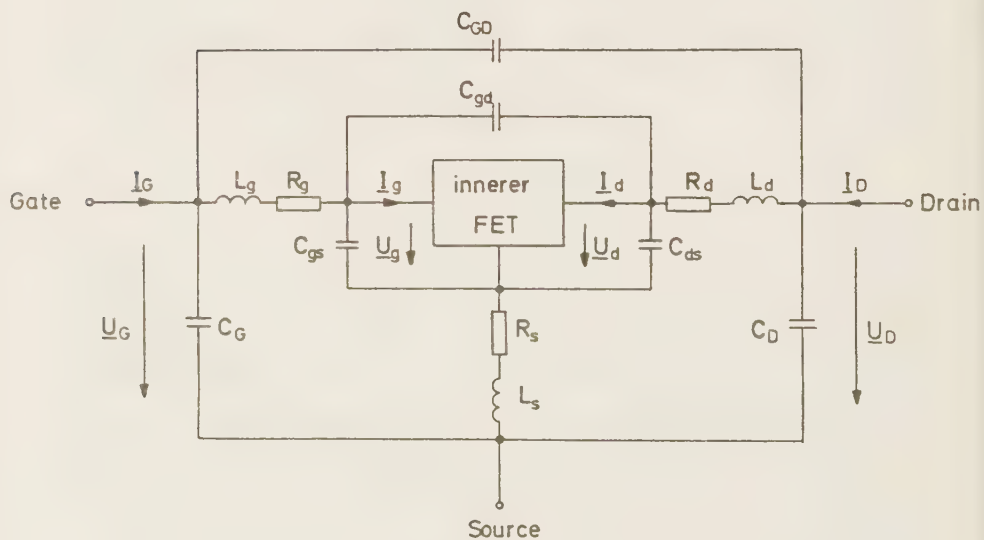


Bild 2.14. Vollständiges Hochfrequenz-Ersatzschaltbild des GaAs-Feldeffekttransistors.

Der Zusammenhang zwischen den Strömen und Spannungen am inneren FET und an den äußeren Anschlüssen läßt sich mit der üblichen Methoden für lineare Netzwerke ermitteln. Werden für alle Größen komplexe Zahlen entsprechend Bild 2.14 eingeführt, so gilt

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_G \\ \underline{U}_D \end{pmatrix} = \{ (1) + (\underline{Z}) (\underline{Y}_{ci}) \} \begin{pmatrix} \underline{U}_g \\ \underline{U}_d \end{pmatrix} + (\underline{Z}) \begin{pmatrix} \underline{I}_g \\ \underline{I}_d \end{pmatrix} \quad , \quad (2.81)$$

$$\begin{pmatrix} \underline{I}_G \\ \underline{I}_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{I}_g \\ \underline{I}_d \end{pmatrix} + (\underline{Y}_{ci}) \begin{pmatrix} \underline{U}_g \\ \underline{U}_d \end{pmatrix} + (\underline{Y}_c) \begin{pmatrix} \underline{U}_G \\ \underline{U}_D \end{pmatrix} \quad , \quad (2.82)$$

mit den Matrizen

$$(\underline{Y}_{ci}) = j\Omega \begin{pmatrix} C_{gs} + C_{gd} & -C_{gd} \\ -C_{gd} & C_{ds} + C_{gd} \end{pmatrix} \quad , \quad (2.83)$$

$$(\underline{Z}) = \begin{pmatrix} R_g + R_s + j\Omega(L_g + L_s) & R_s + j\Omega L_s \\ R_s + j\Omega L_s & R_d + R_s + j\Omega(L_d + L_s) \end{pmatrix} \quad , \quad (2.84)$$

$$(\underline{Y}_c) = j\Omega \begin{pmatrix} C_G + C_{GD} & -C_{GD} \\ -C_{GD} & C_D + C_{GD} \end{pmatrix} \quad , \quad (2.85)$$

sowie (1) als Einheitsmatrix und $\Omega = 2\pi f$ als Kreisfrequenz.

2.4 Experimentelle Bestimmung der Modellparameter

Die in den vorangegangenen Abschnitten eingeführten Modellparameter lassen sich experimentell durch Messungen des Ausgangskennlinienfeldes, des $1/f$ -Rauschens und der Streuparameter (S-Parameter) von Feldeffekttransistoren bestimmen. Derartige Messungen wurden an jeweils zwei Transistoren der Typen CFY 11 und CFY 12 (Hersteller Siemens) durchgeführt. Es handelt sich dabei um Kleinsignal-FETs für Anwendungen bis ca. 12 GHz mit Gatekontakten von $l = 1 \mu\text{m}$ Länge und $a = 300 \mu\text{m}$ Breite. Die aus den Messungen ermittelten Modellparameter sind in Tabelle 2.1 am Schluß des Abschnittes zusammengefaßt. Neben den Ergebnissen für die einzelnen Transistoren sind auch mittlere bzw.

gerundete Werte eines "Standard-Modells" aufgeführt, die bei verschiedenen numerischen Beispielen verwendet werden bzw. bereits zur Berechnung der Kurven in den Bildern 2.3, 2.4, 2.6 bis 2.9 und 2.11 benutzt wurden.

2.4.1 Gleichstrommessungen

Der Drainstrom I_D wurde jeweils für 9 verschiedene Drainspannungen U_D zwischen 0,5 V und 4,5 V sowie 7 Werte der Gatespannung U_G zwischen 0 V und -1,8 V gemessen. Dies ergab pro Transistor 63 Meßwerte $I_{Dk}^{(m)}$, $k=1...63$.

Bei einem gegebenen Satz von Modellparametern U_{Df} , U_p , U_s , G_o , l/d , R_{do} und R_{so} läßt sich zu jedem Wertepaar $(U_G, U_D)_k$ der zugehörige theoretische Drainstrom I_{Dk} bestimmen. Der mittlere relative Fehler zwischen berechneten und gemessenen Werten beträgt dann

$$E = \left(\frac{\sum_{k=1}^M (I_{Dk} - I_{Dk}^{(m)})^2}{\sum_{k=1}^M (I_{Dk}^{(m)})^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.86)$$

mit $M=63$. Mit Hilfe eines Rechnerprogrammes wurden die Modellparameter innerhalb physikalisch sinnvoller Grenzen variiert und die optimale Kombination von Werten ermittelt, für die der Fehler nach Gl. (2.86) minimal wird.

Die Anzahl der Meßpunkte erwies sich allerdings als zu niedrig für eine zuverlässige Bestimmung der Bahnwiderstände R_{do} und R_{so} , da diese sich praktisch nur bei großen Drainströmen auswirken. Für R_{do} und R_{so} wurden deshalb Zahlenwerte von jeweils 2Ω festgesetzt. Die Ergebnisse für die Diffusionsspannung U_{Df} lagen alle an der unteren Grenze des vorgegebenen Intervalls; daraus resultiert die Übereinstimmung aller dieser Werte in Tabelle 2.1.

Mit den optimierten Modellparametern ergaben sich Restfehler E nach Gl. (2.86) zwischen 2,77 % und 2,95 %. Bild 2.15 zeigt Meßwerte und berechnete Kennlinien für einen Transistor vom Typ CFY 11.

Aus den Werten für l/d läßt sich mit Gl. (2.34) und $a=300 \mu m$ die Kapazität C_o berechnen.

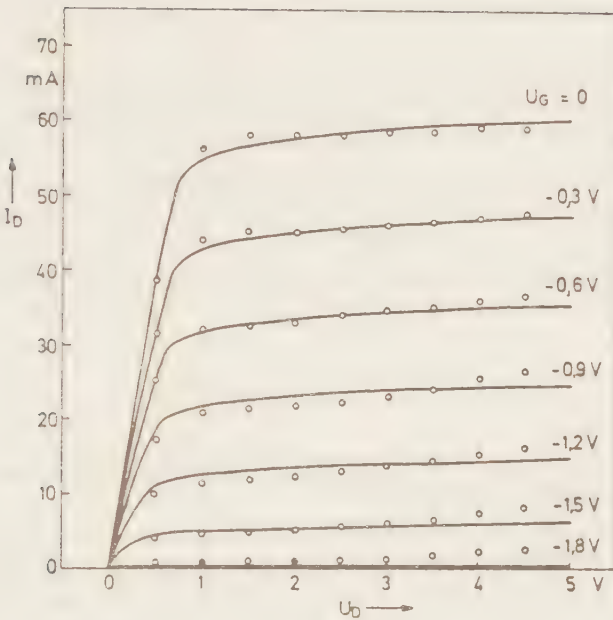


Bild 2.15. Ausgangskennlinienfeld von FET Nr. 2; Meßwerte (o) und berechnete Kennlinien für optimierte Modellparameter (—).

Bei der statischen Analyse des inneren FET war ein Gleichstrom über die aus Gatekontakt und Halbleiterschicht gebildete Schottky-Diode nicht berücksichtigt worden. Messungen der Diodenkennlinie bei den vier Feldeffekttransistoren ergaben, daß dieser Strom erst bei $U_G \approx +0,6$ V die Größenordnung von 1 mA erreicht und daher, abgesehen von sehr großen Aussteuerungen, vernachlässigt werden kann.

2.4.2 Rauschmessungen

Zur Messung des $1/f$ -Rauschens wurden die Transistoren als niederfrequente Spannungsverstärker in Sourceschaltung betrieben. Die Effektivwerte der ausgangsseitigen Rauschspannungen konnten direkt mit einem selektiven Voltmeter (HP 3591A/3594A) gemessen werden. Mit einem kleinen sinusförmigen Eingangssignal wurde außerdem die jeweilige Spannungsverstärkung ermittelt. Aus der

Meßwerten konnten dann Werte für die spektrale Leistungsdichte W_u der ein- gangsseitigen Rauschspannungsquelle u_n aus Bild 2.10 berechnet werden.

Das $1/f$ -Rauschen wurde zunächst bei einem festen Arbeitspunkt mit $U_D = 3$ V und $I_D = 30$ mA als Funktion der Frequenz f untersucht. Die Messungen erfolgten bei 8 Frequenzen f_k , $k=1...8$, zwischen 10 kHz und 630 kHz, der maximalen Meßfrequenz des selektiven Voltmeters. Für diese Meßwerte $W_{uk}^{(m)}$ wurden anschließend die günstigsten Werte der Parameter W_{u10} und α aus Gl. (2.62) ermittelt. Die Optimierung erfolgte in ähnlicher Weise wie bei den Gleichstrommessungen. Entsprechend der üblichen Darstellungsart der Spektren wurde der mittlere Fehler allerdings in logarithmischer Form definiert:

$$E = 10 \left[\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \left\{ \log(W_{uk}/W_{uk}^{(m)}) \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \text{ dB} \quad (2.87)$$

mit $M=8$ und $W_{uk}=W_u(f_k)$ nach Gl. (2.62). Mit den optimierten Parametern lagen die Restfehler zwischen 0,06 dB und 0,14 dB. Bild 2.16 zeigt für zwei FETs jeweils die Meßwerte und den mit Gl. (2.62) berechneten Verlauf des Spektrums $W_u(f)$. Dargestellt sind die Daten der Transistoren mit dem stärksten und dem niedrigsten Rauschen. Der geringe Unterschied zeigt, daß beim $1/f$ -Rauschen keine große Exemplarstreuung auftrat. Die Frequenzabhängigkeit des Rauschens kommt einem exakten $1/f$ -Verlauf sehr nahe.

In einer zweiten Meßreihe wurden bei der konstanten Frequenz $f = 10$ kHz die Spannungen U_G und U_D variiert. Mit denselben Wertepaaren $(U_G, U_D)_k$ wie bei den Gleichstrommessungen ergaben sich pro Transistor 63 Meßwerte $W_{uk}^{(m)}$, $k=1...63$. Aus den bereits gemessenen Drainströmen können mit den Gl.n. (2.79) und (2.80) für jeden Meßpunkt auch die Spannungen $(U_G, U_D)_k$ am inneren FET berechnet werden. Hieraus folgen mit Gl. (2.66) die zugehörigen Rauschfaktoren N_k . Durch Einsetzen von $W_{uk}=W_{e10} N_k^2$, der Meßwerte $W_{uk}^{(m)}$ und $M=63$ in Gl. (2.87) erhält man den mittleren Fehler E des Rauschmodells als Funktion des Parameters W_{e10} . Die Optimierung von W_{e10} ist in geschlossener Form möglich und führt zu dem Ergebnis

$$W_{e10} = \left[\frac{M}{\pi} \frac{W_{uk}^{(m)}}{N_k^2} \right]^{\frac{1}{M}} \quad (2.88)$$

Damit ergaben sich Restfehler E nach Gl. (2.87) zwischen 0,62 dB und 1,35 dB. Für einen Transistor vom Typ CFY 12 zeigt Bild 2.17 Meßwerte und berechnete Rauschkurven für vier verschiedene Gatespannungen. Die Übereinstimmung ist

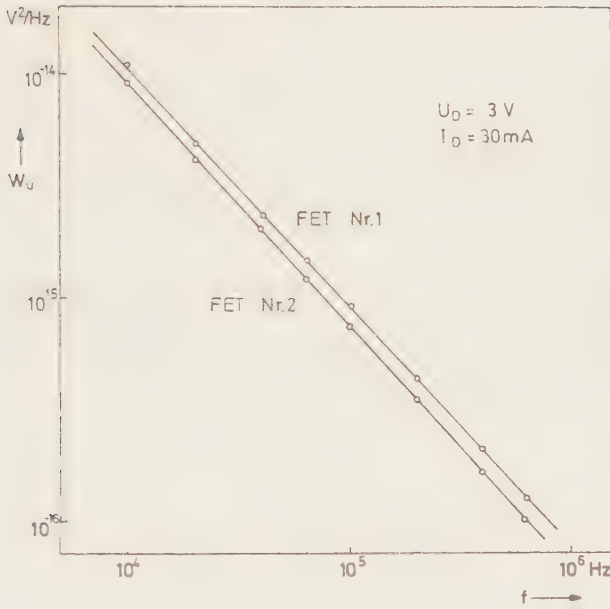


Bild 2.16. Spektrale Leistungsdichte W_u des $1/f$ -Rauschens als Funktion der Frequenz f ; Meßwerte (o) und berechneter Verlauf für optimierte Modellparameter (—).

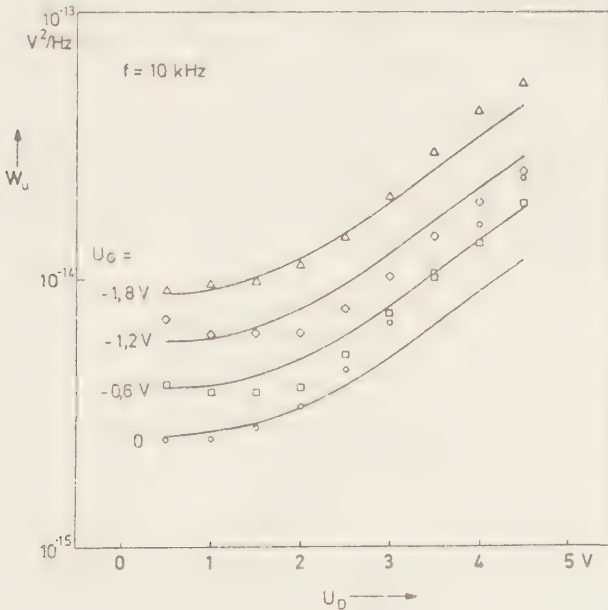


Bild 2.17. Spektrale Leistungsdichte W_u des $1/f$ -Rauschens von FET Nr. 4 als Funktion der Spannungen U_G und U_D ; Meßwerte (Δ ◇ □ ○) und berechneter Verlauf mit optimiertem Modellparameter W_{e10} (—).

zufriedenstellend; größere Unterschiede treten nur für $U_G = 0$ bei hohen Drainspannungen auf.

Mit dem vorstehend beschriebenen Verfahren wurden auch verschiedene andere Ansätze für die Rauschfaktorfunktion $N(U_G, U_D)$ getestet. Insgesamt führte aber Gl. (2.66) zum günstigsten Kompromiß zwischen Aufwand und Genauigkeit.

In vereinfachter Form kann W_{e10} über Gl. (2.65) auch direkt aus dem vorher optimierten Parameter W_{u10} berechnet werden. Die so bestimmten Werte von W_{e10} unterschieden sich um weniger als 0,3 dB von den in Tabelle 2.1 angegebenen Ergebnissen der aufwendigeren Optimierung.

2.4.3 Hochfrequenzmessungen

Zur Bestimmung der Elemente des Hochfrequenz-Ersatzschaltbildes nach Bild 2.14 sowie der Zeitverzögerung τ wurden die Streumatrizen der FETs bei einem Arbeitspunkt mit $U_D = 3$ V und $I_D = 30$ mA ermittelt. Die Messungen erfolgten im Abstand von 0,5 GHz zwischen 8 GHz und 12 GHz, d. h. bei insgesamt 9 Frequenzen Ω_k , $k = 1 \dots 9$. Bei jeder Frequenz wurden alle vier komplexen S-Parameter $S_{ij}^{(m)}(\Omega_k)$, $i, j = 1, 2$, mit einem Netzwerkanalysator (HP 8410A/8411A mit S-Parameter Test Set HP 8746B) gemessen.

Die Berechnung der theoretischen Streumatrizen als Funktion der Modellparameter erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden mit den bereits festgelegten Parametern des inneren FET die Elemente g_m , g_d , c_g und c_d der Kleinsignal-Ersatzschaltung bestimmt. Unter Berücksichtigung der Zeitverzögerung τ gilt für die zugehörige Leitwertmatrix

$$(\underline{Y}_i) = \begin{bmatrix} j\Omega(c_g + c_d) & -j\Omega c_d \\ g_m \exp(-j\Omega\tau) - j\Omega c_d & g_d + j\Omega c_d \end{bmatrix} \quad (2.89)$$

Mit den im Abschnitt 2.3 definierten Matrizen läßt sich dann die Leitwertmatrix $(\underline{Y})$ des vollständigen Transistors ermitteln:

$$(\underline{Y}) = \left[\{ (\underline{Y}_i) + (\underline{Y}_{ci}) \}^{-1} + (\underline{Z}) \right]^{-1} + (\underline{Y}_c) \quad (2.90)$$

Die Umrechnung von (Y) in die Streumatrix (S) erfolgt schließlich gemäß

$$(S) = \frac{1}{Y_0 + Y_{11} + Y_{22} + \det(Y)/Y_0} \begin{pmatrix} Y_0 - Y_{11} + Y_{22} - \det(Y)/Y_0 & -2Y_{12} \\ -2Y_{21} & Y_0 + Y_{11} - Y_{22} - \det(Y)/Y_0 \end{pmatrix} \quad (2.91)$$

mit $\det(Y) = Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}$ als Determinante der Leitwertmatrix und $Y_0 = 1/(50 \Omega)$ als Bezugsadmittanz.

Die Optimierung von τ und der Ersatzschaltbildelemente wurde wiederum analog zu den Verfahren in den Abschnitten 2.4.1 und 2.4.2 durchgeführt. Der mittlere relative Fehler war dabei folgendermaßen definiert:

$$E = \left[\frac{\sum_{k=1}^M \sum_{(i,j)=(1,1)}^{(2,2)} w_{ij}^2 \left| \underline{s}_{ij}(\Omega_k) - \underline{s}_{ij}^{(m)}(\Omega_k) \right|^2}{\sum_{k=1}^M \sum_{(i,j)=(1,1)}^{(2,2)} w_{ij}^2 \left| \underline{s}_{ij}^{(m)}(\Omega_k) \right|^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.92)$$

mit $M=9$. Die Gewichtungsfaktoren w_{ij} wurden mit $w_{11}=w_{22}=2$, $w_{12}=10$ und $w_{21}=1$ so festgelegt, daß alle S-Parameter in etwa gleichgewichtig in die Fehlerfunktion eingehen. Die Restfehler bei optimalen Modellparametern lagen zwischen 8,01 % und 8,72 %; bessere Werte sind aufgrund der begrenzten Genauigkeit des Netzwerkanalysators kaum zu erwarten.

Die in Tabelle 2.1 zusammengefaßten Ergebnisse zeigen, daß alle Werte sowie die gegenseitigen Relationen innerhalb physikalisch sinnvoller Grenzen liegen. Beispielsweise stimmen die Resultate für τ gut mit der Abschätzung aus Abschnitt 2.2 überein.

Tabelle 2.1. Modellparameter von Mikrowellen-Feldeffekttransistoren.

FET	1	2	3	4	Standard-
Typ	CFY 11	CFY 11	CFY 12	CFY 12	Modell
U_{Df}/V	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
U_p/V	2,884	2,689	2,723	2,813	2,8
U_s/V	0,626	0,631	0,653	0,615	0,6
G_o/S	0,316	0,286	0,290	0,325	0,3
$1/d$	7,976	6,012	7,082	7,266	7,0
C_o/pF	0,273	0,206	0,243	0,249	0,24
R_{do}/Ω	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
R_{so}/Ω	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
$w_{eio}/(10^{-15} V^2/Hz)$	1,663	1,273	1,339	1,377	1,0
α	1,067	1,085	1,067	1,054	1,0
τ/ps	7,239	7,917	8,880	7,832	8,0
C_{gs}/pF	0,307	0,330	0,320	0,309	0,3
C_{gd}/pF	0,022	0,020	0,020	0,025	0,02
C_{ds}/pF	0,164	0,175	0,165	0,162	0,16
R_g/Ω	7,119	8,958	10,032	7,403	8,0
R_d/Ω	4,793	4,844	3,559	3,992	4,0
R_s/Ω	2,280	2,557	2,885	2,559	2,5
L_g/nH	0,782	0,812	0,858	0,826	0,8
L_d/nH	0,951	0,954	0,966	0,955	1,0
L_s/nH	0,089	0,089	0,082	0,092	0,1
C_G/pF	0,162	0,132	0,125	0,142	0,14
C_D/pF	0,120	0,122	0,116	0,130	0,12
C_{GD}/pF	0,005	0,003	0,005	0,008	0,005

3. Theoretische Analyse von Oszillatoren mit GaAs-Feldeffekttransistoren

Ein FET-Oszillator läßt sich allgemein durch das Modell im Bild 3.1 beschreiben. Die Gesamtschaltung wird unterteilt in ein nichtlineares Netzwerk, welches identisch ist mit dem inneren FET, und ein lineares Netzwerk, in dem die übrigen Elemente der vollständigen FET-Ersatzschaltung sowie die gesamte äußere Beschaltung einschließlich des Lastwiderstandes zusammengefaßt sind.

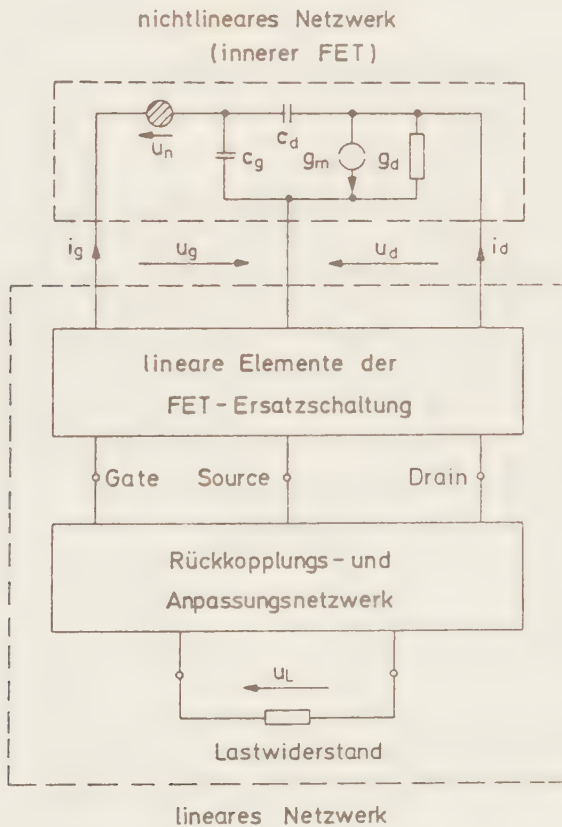


Bild 3.1. Allgemeines Modell für FET-Oszillatoren.

Für das Oszillatormodell im Bild 3.1 werden nachfolgend zunächst in allgemeiner Form die Schwingbedingungen und ein Gleichungssystem zur Charakterisierung des Rauschverhaltens hergeleitet. Die Beziehungen werden dann durch Einführung einiger einschränkender Annahmen vereinfacht, was zu geschlossenen Ausdrücken für das Amplituden- und Phasenrauschen des Oszillators führt. Diese Ergebnisse werden abschließend hinsichtlich des Einflusses der verschiedenen Nichtlinearitäten des inneren FET diskutiert.

Die in diesem Kapitel beschriebene Oszillatoranalyse wurde in einer vereinfachten Version, welche insbesondere nicht die Spannungsabhängigkeit des $1/f$ -Rauschens berücksichtigt, bereits in /64/ veröffentlicht.

3.1 Allgemeine Oszillatoranalyse

3.1.1 Schwingbedingungen

Zur Ableitung der allgemeinen Schwingbedingungen wird $u_n(t) \equiv 0$ gesetzt. Für eine stationäre Schwingung der Frequenz $F_0 = \Omega_0 / (2\pi)$ sind dann alle Spannungen und Ströme exakt periodische Zeitfunktionen, lassen sich also darstellen als Summe von Gleichanteil, Grund- und Oberschwingungen. Um den mathematischen Aufwand zu begrenzen, wird allerdings angenommen, daß die Eingangsimpedanzen des linearen Netzwerkes bei den Vielfachen der Schwingfrequenz so niedrig sind, daß die Oberschwingungen der Ströme i_g und i_d keine entsprechenden Spannungen zur Folge haben, so daß u_g und u_d nur aus Gleichanteil und Grundschwingung bestehen:

$$u_g(t) = U_g + \operatorname{Re}\{\underline{U}_g \exp(j\Omega_0 t)\} \quad , \quad (3.1)$$

$$u_d(t) = U_d + \operatorname{Re}\{\underline{U}_d \exp(j\Omega_0 t)\} \quad . \quad (3.2)$$

Für die Ströme i_g und i_d gilt

$$i_g(t) = \operatorname{Re}\{\underline{I}_g \exp(j\Omega_0 t)\} + \text{Oberschwingungen} \quad , \quad (3.3)$$

$$i_d(t) = I_d + \operatorname{Re}\{\underline{I}_d \exp(j\Omega_0 t)\} + \text{Oberschwingungen} \quad . \quad (3.4)$$

Die Oberschwingungen haben keinen Einfluß auf die Amplituden bei der Grundfrequenz und müssen nicht weiter berücksichtigt werden.

Ebenso wie die Spannungen und Ströme sind auch die Elemente des nichtlinearen Netzwerkes periodisch zeitabhängig. Sie können daher in komplexe Fourier-Reihen entwickelt werden:

$$g_m(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underline{G}_{mk} \exp(jk\Omega_0 t) \quad , \quad g_d(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underline{G}_{dk} \exp(jk\Omega_0 t) \quad , \quad (3.5)$$

$$c_g(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underline{C}_{gk} \exp(jk\Omega_0 t) \quad , \quad c_d(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underline{C}_{dk} \exp(jk\Omega_0 t) \quad . \quad (3.6)$$

Die Fourier-Koeffizienten sind Funktionen der Gleichspannungen $\underline{U}_g, \underline{U}_d$ und der Spannungsamplituden $\underline{U}_g, \underline{U}_d$.

Ausgehend von den Gln. (2.77) und (2.78) läßt sich der folgende Zusammenhang zwischen den komplexen Strom- und Spannungsamplituden bei der Schwingfrequenz Ω_0 herleiten:

$$\underline{I}_g = j\Omega_0 (\underline{C}_{g0} \underline{U}_g - \underline{C}_{g2} \underline{U}_g^*) + j\Omega_0 (\underline{C}_{d0} (\underline{U}_g - \underline{U}_d) - \underline{C}_{d2} (\underline{U}_g - \underline{U}_d)^*) \quad , \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \underline{I}_d = & \underline{G}_{m0} \exp(-j\Omega_0 \tau) \underline{U}_g - \underline{G}_{m2} \exp(j\Omega_0 \tau) \underline{U}_g^* + \underline{G}_{d0} \underline{U}_d - \underline{G}_{d2} \underline{U}_d^* + \\ & + j\Omega_0 (\underline{C}_{d0} (\underline{U}_d - \underline{U}_g) - \underline{C}_{d2} (\underline{U}_d - \underline{U}_g)^*) \quad . \end{aligned} \quad (3.8)$$

Ein zweites Paar von Gleichungen zur Verknüpfung von $\underline{I}_g$ und $\underline{I}_d$ mit $\underline{U}_g$ und $\underline{U}_d$ ergibt sich aus einer Matrixbeschreibung des linearen Netzwerkes. Für diese Analyse wurde die Kettenmatrix $(\underline{K})$ in folgender Form gewählt:

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_d \\ -\underline{I}_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{K}_{11} & \underline{K}_{12} \\ \underline{K}_{21} & \underline{K}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_g \\ \underline{I}_g \end{pmatrix} \quad . \quad (3.9)$$

Im allgemeinen sind alle Matricelemente frequenzabhängig.

Mit Gl. (3.9) können die Ströme $\underline{I}_g$ und $\underline{I}_d$ in den Gln. (3.7) und (3.8) eliminiert werden; als allgemeine Schwingbedingungen erhält man schließlich:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\underline{K}_{11}}{\underline{K}_{12}} + j\Omega_0 (\underline{C}_{g0} + \underline{C}_{d0}) \right) \underline{U}_g - j\Omega_0 (\underline{C}_{g2} + \underline{C}_{d2}) \underline{U}_g^* - \\ & - \left(\frac{1}{\underline{K}_{12}} + j\Omega_0 \underline{C}_{d0} \right) \underline{U}_d + j\Omega_0 \underline{C}_{d2} \underline{U}_d^* = 0 \quad , \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned}
 & (\underline{G}_{m0} \exp(-j\Omega_0 \tau) - \frac{\det(\underline{K})}{\underline{K}_{12}} - j\Omega_0 \underline{C}_{d0}) \underline{U}_g - (\underline{G}_{m2} \exp(j\Omega_0 \tau) - j\Omega_0 \underline{C}_{d2}) \underline{U}_g^* + \\
 & + (\underline{G}_{d0} + \frac{\underline{K}_{22}}{\underline{K}_{12}} + j\Omega_0 \underline{C}_{d0}) \underline{U}_d - (\underline{G}_{d2} + j\Omega_0 \underline{C}_{d2}) \underline{U}_d^* = 0 \quad , \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

mit $\det(\underline{K}) = \underline{K}_{11}\underline{K}_{22} - \underline{K}_{12}\underline{K}_{21}$ als Determinante der Kettenmatrix.

Bei einer vorgegebenen Oszillatorschaltung sind auch die Elemente der Kettenmatrix festgelegt. Aus den Gln. (3.10) und (3.11) lassen sich dann die Frequenzen Ω_0 und Spannungen $\underline{U}_g, \underline{U}_d$ für alle Schwingungsmoden bestimmen. Setzt man

$$\underline{U}_g = |\underline{U}_g| \exp(j\phi_g) \quad , \quad \underline{U}_d = |\underline{U}_d| \exp(j\phi_d) \quad , \quad (3.12)$$

dann ist einer der beiden Phasenwinkel ϕ_g, ϕ_d ohne Beschränkung der Allgemeinheit frei wählbar. Somit verbleiben als Unbekannte die vier reellen Größen Ω_0 , $|\underline{U}_g|$, $|\underline{U}_d|$ und $\phi_d - \phi_g$, welche mit den beiden komplexen Gln. (3.10) und (3.11) berechnet werden können.

Wenn umgekehrt für eine vorgegebene Schwingfrequenz Ω_0 die Spannungen $\underline{U}_g$ und $\underline{U}_d$ festgelegt sind, z. B. als Ergebnis einer Optimierung des FET-Wirkungsgrades, dann sind auch alle Fourier-Koeffizienten bekannt. Die Gln. (3.10) und (3.11) führen dann zu Bedingungen für die Elemente der Kettenmatrix $(\underline{K})$. Hieraus läßt sich analog zu den in /59/ und /63/ beschriebenen Verfahren eine geeignete äußere Beschaltung des Transistors synthetisieren.

Bei der vorstehenden Diskussion sind die Gleichspannungen U_g und U_d als bekannt vorausgesetzt worden. Gegebenenfalls lassen sich die Gln. (3.10) und (3.11) durch entsprechende Beziehungen für U_g und U_d ergänzen. Mit diesen zusätzlichen Schwingbedingungen können dann auch die Gleichspannungen als Unbekannte behandelt werden.

In der Literatur werden häufig allgemeine Schwingbedingungen für Oszillatoren in der Form formuliert, daß die Determinante einer komplexen Matrix verschwinden muß /65/. Aus dieser Bedingung lassen sich die möglichen Schwingungsmoden jedoch nur dann eindeutig bestimmen, wenn das aktive nichtlineare Netzwerk als Zweipol vorliegt, da in diesem Fall nur jeweils zwei reelle Größen - Frequenz und Betrag der Schwingamplitude - ermittelt werden müssen.

Die Gln. (3.10) und (3.11) sind notwendige, aber nicht hinreichende Bedingungen für eine stabile stationäre Schwingung. Es muß zusätzlich gewähr-

leistet sein, daß Störungen, z. B. Rauschen, nur endliche Amplitudenschwankungen zur Folge haben. Zur Prüfung der Stabilität lassen sich die Ergebnisse der nachfolgend beschriebenen Rauschanalyse verwenden.

3.1.2 Rauschverhalten

Bei einer stabilen Schwingung mit der Frequenz Ω_0 und den komplexen Amplituden $\underline{I}_g, \underline{I}_g$ und $\underline{I}_g, \underline{I}_g$ verursacht der niederfrequente Rauschprozeß $e_n(t)$ im FET niederfrequente Schwankungen von Amplitude und Phase der hochfrequenten Spannungen und Ströme. Im folgenden wird eine allgemeine Methode entwickelt, um den Zusammenhang zwischen dem Spektrum $W_e(f)$ des 1/f-Rauschens und den spektralen Leistungsdichten des Amplituden- und Phasenrauschens zu bestimmen.

Da die Rauschspannungen sehr viel kleiner als die hochfrequenten Spannungsamplituden sind, besteht ein quasilinearer Zusammenhang zwischen $e_n(t)$ und den resultierenden Amplituden- und Phasenschwankungen. Das bei linearen Systemen übliche Verfahren der Rauschanalyse mit äquivalenten sinusförmigen Quellen /66/ ist daher auch hier anwendbar. Im letzten Schritt der Analyse werden die Ergebnisse dann auf Rauschspektren übertragen.

Für die niederfrequente 1/f-Quelle wird demnach angesetzt

$$e_n(t) = \operatorname{Re}\{\underline{E}_n \exp(j\omega t)\} \quad , \quad (3.13)$$

wobei die Basisbandfrequenz $f = \omega/(2\pi)$ der Offsetfrequenz entspricht.

Die Spannungen und Ströme lassen sich darstellen als Summe eines Gleichanteils, einer Basisbandkomponente und eines amplituden- und phasenmodulierten hochfrequenten Trägers. Steht $x(t)$ stellvertretend für ein beliebiges Signal, so gilt

$$x(t) = X + \operatorname{Re}\{\underline{X}_b \exp(j\omega t) + |\underline{X}| \left(1 + \frac{\Delta x(t)}{|\underline{X}|}\right) \cdot \exp(j(\Omega_0 t + \phi + \Delta\phi(t)))\} \quad , \quad (3.14)$$

mit

$$\Delta x(t) = \operatorname{Re}\{\Delta \underline{X} \exp(j\omega t)\} \quad , \quad (3.15)$$

$$\Delta\phi(t) = \operatorname{Re}\{\Delta \underline{\phi} \exp(j\omega t)\} \quad . \quad (3.16)$$

Da die Scheitelwerte von $\Delta x(t)/|\underline{X}|$ und $\Delta\phi(t)$ als klein angenommen werden können, führt die Modulation zu einem einzelnen Paar von Seitenbändern bei $\Omega_0 \pm \omega$ mit den komplexen Amplituden $\underline{X}_1$ und $\underline{X}_u$:

$$x(t) = X + \operatorname{Re}\{\underline{X}_0 \exp(j\omega t) + |\underline{X}| \exp(j(\Omega_0 t + \phi))\} + \\ + \underline{X}_1 \exp(j(\Omega_0 - \omega)t) + \underline{X}_u \exp(j(\Omega_0 + \omega)t) \quad . \quad (3.17)$$

Die Seitenbänder sind in folgender Form mit $\Delta\underline{X}$ und $\Delta\phi$ verknüpft /67/:

$$\begin{pmatrix} \Delta\underline{X} \\ |\underline{X}| \end{pmatrix} = \frac{1}{|\underline{X}|} \begin{pmatrix} \exp(j\phi) & \exp(-j\phi) \\ j\exp(j\phi) & -j\exp(-j\phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{X}_1^* \\ \underline{X}_u \end{pmatrix} \quad . \quad (3.18)$$

Mit den Gln. (3.14) bis (3.17) wird nun die Signaldarstellung der Spannungen $u_g(t)$ und $u_d(t)$ aus den Gln. (3.1) und (3.2) durch die komplexen Größen $\underline{U}_{gb}$, $\underline{U}_{db}$ für die Basisbandkomponenten und $\Delta\underline{U}_g$, $\Delta\underline{U}_d$, $\Delta\phi_g$, $\Delta\phi_d$ für die Amplituden- und Phasenschwankungen bzw. $\underline{U}_{g1}$, $\underline{U}_{gu}$, $\underline{U}_{d1}$, $\underline{U}_{du}$ für die Seitenbänder erweitert. Ebenso werden für die Ströme $i_g(t)$ und $i_d(t)$ ergänzend zu den Gln. (3.3) und (3.4) komplexe Amplituden $\underline{I}_{gb}$, $\underline{I}_{g1}$, $\underline{I}_{gu}$ und $\underline{I}_{db}$, $\underline{I}_{d1}$, $\underline{I}_{du}$ eingeführt.

Generell sind die Basisband- und Seitenbandkomponenten sehr viel kleiner als die Trägeramplituden. In guter Näherung wird daher die Zeitabhängigkeit der nichtlinearen Elemente wie im Abschnitt 3.1.1 nur von den Gleichanteilen $\underline{U}_g$, $\underline{U}_d$ und Amplituden $\underline{U}_g$, $\underline{U}_d$ der Spannungen $u_g(t)$ und $u_d(t)$ bestimmt (parametrische Näherung). Die Fourier-Reihen für $g_m(t)$, $g_d(t)$, $c_g(t)$ und $c_d(t)$, Gln. (3.5) und (3.6), können deshalb unverändert übernommen werden. Analog hierzu wird nun auch für den Rauschfaktor $n(t)$ aus Gl. (2.74) ein periodischer Zeitverlauf angenommen und eine Fourier-Reihenentwicklung vorgenommen:

$$n(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underline{N}_k \exp(jk\Omega_0 t) \quad . \quad (3.19)$$

Bei Beschränkung auf die relevanten Frequenzen ω , $\Omega_1 = \Omega_0 - \omega$ und $\Omega_u = \Omega_0 + \omega$ folgt aus den Gln. (2.75), (3.13) und (3.19) für die Spannung $u_n(t)$:

$$u_n(t) = \operatorname{Re}\{\underline{U}_{nb} \exp(j\omega t) + \underline{U}_{n1} \exp(j\Omega_1 t) + \underline{U}_{nu} \exp(j\Omega_u t)\} \quad (3.20)$$

mit

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_{nb} \\ \underline{U}_{n1}^* \\ \underline{U}_{nu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_o \\ N_1^* \\ N_1 \end{pmatrix} \underline{E}_n \quad (3.21)$$

Als Folge der Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors ist $u_n(t)$ also keine rein niederfrequente Spannungsquelle mehr, sondern weist auch Komponenten bei den Seitenbandfrequenzen $\Omega_o \pm \omega$ auf.

Das niederfrequente Rauschen des Feldeffekttransistors wurde bis jetzt durch einen einzelnen Rauschprozeß $e_n(t)$ und die Rauschfaktorfunktion $N(U_g, U_d)$ beschrieben. Dies ist ein relativ einfaches Modell, wenn man berücksichtigt, daß das $1/f$ -Rauschen nach allen bisherigen Erkenntnissen ein Volumeneffekt ist. Für eine genauere Beschreibung muß der innere FET in eine große Anzahl von Volumenelementen mit voneinander unabhängigen Rauschprozessen $e_{ni}(t)$ bzw. $\underline{E}_{ni}$, $i=1...M$, $M \gg 1$, unterteilt werden. Ferner ist jedem Prozeß eine eigene Rauschfaktorfunktion N_i mit demzufolge auch unterschiedlichen Fourier-Koeffizienten N_{io}, N_{i1} zuzuordnen. Im Rahmen eines derart erweiterten Rauschmodells wird aus Gl. (3.21)

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_{nb} \\ \underline{U}_{n1}^* \\ \underline{U}_{nu} \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^M \begin{pmatrix} N_{io} \\ N_{i1}^* \\ N_{i1} \end{pmatrix} \underline{E}_{ni} \quad (3.22)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit können für die Rauschprozesse $e_{ni}(t)$ identische Spektren angenommen werden, d. h. es gilt $|\underline{E}_{ni}| = |\underline{E}_{nj}|$ für alle $i, j = 1...M$.

Die Anwendung dieses detaillierteren Modells würde zu einem deutlich höheren Aufwand bei der Bestimmung des Oszillatorrauschens führen. Darüber hinaus existiert zur Zeit keine Theorie zum $1/f$ -Rauschen des GaAs-Feldeffekttransistors, auf deren Grundlage die Fourier-Koeffizienten N_{io}, N_{i1} berechnet werden könnten. Daher wird im folgenden das einfache Modell beibehalten, allerdings mit einer Modifikation, die ansatzweise die genauere Beschreibung approximieren soll.

Der wesentliche qualitative Unterschied zwischen den Gl.n. (3.21) und (3.22) betrifft die Korrelation zwischen der Basisbandkomponente $\underline{U}_{nb}$ und den Seiten-

bändern $\underline{U}_{n1}^*, \underline{U}_{nu}$. Während in Gl. (3.21) alle Komponenten voll korreliert sind, ergibt die Berechnung der normierten Kreuzspektren mit Gl. (3.22) für beide Seitenbänder betragsmäßig einen Wert c , welcher von den Fourier-Koeffizienten der Rauschfaktoren abhängt:

$$c = \frac{\left| \sum_{i=1}^M N_{io} \underline{N}_{i1} \right|}{\left(\left(\sum_{i=1}^M N_{io}^2 \right) \left(\sum_{i=1}^M |\underline{N}_{i1}|^2 \right) \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.23)$$

Allgemein gilt für den Korrelationskoeffizienten $0 \leq c \leq 1$. Eine vollständige Korrelation, d. h. $c=1$, tritt nur als Sonderfall auf, z. B. wenn das Verhältnis $\underline{N}_{i1}/N_{io}$ bei allen Rauschfaktorfunktionen übereinstimmt. In der Regel muß aber von einer nur teilweisen Korrelation ausgegangen werden.

Diese Korrelationseigenschaften lassen sich auch auf das einfache Rauschmodell übertragen, indem in Gl. (3.21) formal zwei niederfrequente Quellen mit den komplexen Amplituden $\underline{E}_{no}$ und $\underline{E}_{n1}$ eingeführt werden:

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_{nb} \\ \underline{U}_{n1}^* \\ \underline{U}_{nu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_o \underline{E}_{no} \\ N_1^* \underline{E}_{n1} \\ N_1 \underline{E}_{n1} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

mit

$$|\underline{E}_{no}| = |\underline{E}_{n1}| = |\underline{E}_n| \quad (3.25)$$

und

$$\frac{(\underline{E}_{no}^* \underline{E}_{n1})}{|\underline{E}_{no}| |\underline{E}_{n1}|} = c \quad (3.26)$$

Damit beschreiben $\underline{E}_{no}$ und $\underline{E}_{n1}$ zwei Rauschprozesse, deren Spektren mit der Leistungsdichte des zuvor verwendeten einzelnen Prozesses $e_n(t)$ übereinstimmen und deren normiertes Kreuzspektrum durch die Größe c gegeben ist. Der Korrelationskoeffizient c ist als zusätzlicher, vorerst noch unbekannter Modellparameter zu betrachten.

Bei den Elementen g_m , g_d , c_g und c_d des nichtlinearen Netzwerkes läßt sich der Zusammenhang zwischen den Basisband- und Seitenbandkomponenten mit den Methoden der parametrischen Theorie nichtlinearer Systeme bestimmen /68/.

Danach wird jede Nichtlinearität durch eine Konversionsmatrix beschrieben, deren Elemente durch Koeffizienten der zugehörigen Fourier-Reihe gebildet werden. Zusammen mit Gl. (3.24) ergibt sich so für das nichtlineare Netzwerk aus Bild 3.1:

$$\begin{pmatrix} \underline{I}_{gb} \\ \underline{I}_{g1}^* \\ \underline{I}_{gu} \end{pmatrix} = j \begin{pmatrix} \omega \underline{C}_{go} & \omega \underline{C}_{g1} & \omega \underline{C}_{g1}^* \\ -\Omega_1 \underline{C}_{g1}^* & -\Omega_1 \underline{C}_{go} & -\Omega_1 \underline{C}_{g2}^* \\ \Omega_u \underline{C}_{g1} & \Omega_u \underline{C}_{g2} & \Omega_u \underline{C}_{go} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{gb} + N_o \underline{E}_{no} \\ \underline{U}_{g1} + N_1^* \underline{E}_{n1} \\ \underline{U}_{gu} + N_1 \underline{E}_{n1} \end{pmatrix} +$$

$$+ j \begin{pmatrix} \omega \underline{C}_{do} & \omega \underline{C}_{d1} & \omega \underline{C}_{d1}^* \\ -\Omega_1 \underline{C}_{d1}^* & -\Omega_1 \underline{C}_{do} & -\Omega_1 \underline{C}_{d2}^* \\ \Omega_u \underline{C}_{d1} & \Omega_u \underline{C}_{d2} & \Omega_u \underline{C}_{do} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{gb} - \underline{U}_{db} + N_o \underline{E}_{no} \\ \underline{U}_{g1} - \underline{U}_{d1} + N_1^* \underline{E}_{n1} \\ \underline{U}_{gu} - \underline{U}_{du} + N_1 \underline{E}_{n1} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

$$\begin{pmatrix} \underline{I}_{db} \\ \underline{I}_{d1}^* \\ \underline{I}_{du} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{G}_{mo} & \underline{G}_{m1} & \underline{G}_{m1}^* \\ \underline{G}_{m1}^* & \underline{G}_{mo} & \underline{G}_{m2}^* \\ \underline{G}_{m1} & \underline{G}_{m2} & \underline{G}_{mo} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\underline{U}_{gb} + N_o \underline{E}_{no}) \exp(-j\omega\tau) \\ (\underline{U}_{g1} + N_1^* \underline{E}_{n1}) \exp(j\Omega_1\tau) \\ (\underline{U}_{gu} + N_1 \underline{E}_{n1}) \exp(-j\Omega_u\tau) \end{pmatrix} +$$

$$+ \begin{pmatrix} \underline{G}_{go} & \underline{G}_{d1} & \underline{G}_{d1}^* \\ \underline{G}_{d1}^* & \underline{G}_{do} & \underline{G}_{d2}^* \\ \underline{G}_{d1} & \underline{G}_{d2} & \underline{G}_{do} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{db} \\ \underline{U}_{d1}^* \\ \underline{U}_{du} \end{pmatrix} +$$

$$+ j \begin{pmatrix} \omega \underline{C}_{do} & \omega \underline{C}_{d1} & \omega \underline{C}_{d1}^* \\ -\Omega_1 \underline{C}_{d1}^* & -\Omega_1 \underline{C}_{do} & -\Omega_1 \underline{C}_{d2}^* \\ \Omega_u \underline{C}_{d1} & \Omega_u \underline{C}_{d2} & \Omega_u \underline{C}_{do} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{db} - \underline{U}_{gb} - N_o \underline{E}_{no} \\ \underline{U}_{d1}^* - \underline{U}_{g1}^* - N_1^* \underline{E}_{n1} \\ \underline{U}_{du} - \underline{U}_{gu} - N_1 \underline{E}_{n1} \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

Aus Gl. (3.9) folgt für das lineare Netzwerk

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_{db} \\ \underline{U}_{d1}^* \\ \underline{U}_{du} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{K}_{11b} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{K}_{111}^* & 0 \\ 0 & 0 & \underline{K}_{11u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{gb} \\ \underline{U}_{g1}^* \\ \underline{U}_{gu} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \underline{K}_{12b} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{K}_{121}^* & 0 \\ 0 & 0 & \underline{K}_{12u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{I}_{gb} \\ \underline{I}_{g1}^* \\ \underline{I}_{gu} \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

$$- \begin{pmatrix} \underline{I}_{db} \\ \underline{I}_{d1}^* \\ \underline{I}_{du} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{K}_{21b} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{K}_{211}^* & 0 \\ 0 & 0 & \underline{K}_{21u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{gb} \\ \underline{U}_{g1}^* \\ \underline{U}_{gu} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \underline{K}_{22b} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{K}_{221}^* & 0 \\ 0 & 0 & \underline{K}_{22u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{I}_{gb} \\ \underline{I}_{g1}^* \\ \underline{I}_{gu} \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

mit $\underline{K}_{ijb} = \underline{K}_{ij}(\omega)$, $\underline{K}_{ijl} = \underline{K}_{ij}(\Omega_1)$, $\underline{K}_{iju} = \underline{K}_{ij}(\Omega_u)$, $i, j = 1, 2$, den Elementen der Kettenmatrix bei der Basisband-, der unteren und der oberen Seitenbandfrequenz.

Die Gln. (3.27) bis (3.30) bilden ein System von linearen Gleichungen, das nach den Seitenbandamplituden der Spannungen und Ströme aufgelöst werden kann. In Verbindung mit den Größen $\underline{U}_g, \underline{U}_d$ bzw. $\underline{I}_g, \underline{I}_d$ lassen sich dann mit den üblichen Verfahren der Netzwerktheorie die Seitenband- und Trägeramplituden für jeden Punkt des linearen Netzwerkes bestimmen, insbesondere z. B. für die Spannung u_L am Lastwiderstand. Über die einfachen Transformationen der Gl. (3.18) erhält man schließlich die gesuchten Amplituden- und Phasenschwankungen in der Form

$$\frac{\Delta \underline{U}_L}{|\underline{U}_L|} = \underline{N}'_{\alpha 0} \underline{N}_0 \underline{E}_{n0} + (\underline{N}'_{\alpha 1} \underline{N}_1^* + \underline{N}''_{\alpha 1} \underline{N}_1) \underline{E}_{n1} \quad , \quad (3.31)$$

$$\Delta \underline{\Phi}_L = \underline{N}'_{\phi 0} \underline{N}_0 \underline{E}_{n0} + (\underline{N}'_{\phi 1} \underline{N}_1^* + \underline{N}''_{\phi 1} \underline{N}_1) \underline{E}_{n1} \quad . \quad (3.32)$$

Die Faktoren $\underline{N}'_{\alpha 0}$, $\underline{N}'_{\alpha 1}$, $\underline{N}''_{\alpha 1}$, $\underline{N}'_{\phi 0}$, $\underline{N}'_{\phi 1}$ und $\underline{N}''_{\phi 1}$ sind Funktionen der Fourierkoeffizienten von g_m , g_d , c_g und c_d ; sie hängen ferner von der Offsetfrequenz und den Parametern des linearen Netzwerkes ab.

Jede der Gln. (3.31) und (3.32) setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Der jeweils erste Term ist proportional zum Mittelwert des Rauschfaktors und tritt demnach auch bei einer ungesteuerten Rauschquelle auf. Die übrigen Komponenten liefern dagegen nur für $\underline{N}_1 \neq 0$ einen Beitrag, resultieren also direkt aus der Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors.

Mit den Abkürzungen

$$\underline{N}_{\alpha 0} = \underline{N}'_{\alpha 0} \underline{N}_0 \quad , \quad \underline{N}_{\phi 0} = \underline{N}'_{\phi 0} \underline{N}_0 \quad , \quad (3.33)$$

$$\underline{N}_{\alpha 1} = \underline{N}'_{\alpha 1} \underline{N}_1^* + \underline{N}''_{\alpha 1} \underline{N}_1 \quad , \quad \underline{N}_{\phi 1} = \underline{N}'_{\phi 1} \underline{N}_1^* + \underline{N}''_{\phi 1} \underline{N}_1 \quad (3.34)$$

wird aus den Gln. (3.31) und (3.32)

$$\frac{\Delta \underline{U}_L}{|\underline{U}_L|} = \underline{N}_{\alpha 0} \underline{E}_{n0} + \underline{N}_{\alpha 1} \underline{E}_{n1} \quad , \quad (3.35)$$

$$\Delta \underline{\Phi}_L = \underline{N}_{\phi 0} \underline{E}_{n0} + \underline{N}_{\phi 1} \underline{E}_{n1} \quad . \quad (3.36)$$

Durch Bildung der Betragsquadrate lassen sich diese Gleichungen direkt in äquivalente Beziehungen für die entsprechenden Rauschspektren überführen; unter Berücksichtigung der Gl.n. (3.25) und (3.26) erhält man

$$W_{\alpha} = (|\underline{N}_{\alpha 0}|^2 + |\underline{N}_{\alpha 1}|^2 + 2c \operatorname{Re}\{\underline{N}_{\alpha 0} \underline{N}_{\alpha 1}^*\}) W_e \quad , \quad (3.37)$$

$$W_{\phi} = (|\underline{N}_{\phi 0}|^2 + |\underline{N}_{\phi 1}|^2 + 2c \operatorname{Re}\{\underline{N}_{\phi 0} \underline{N}_{\phi 1}^*\}) W_e \quad , \quad (3.38)$$

mit dem Spektrum W_e aus Gl. (2.64).

Das in der Einleitung erwähnte Verhältnis der Einseitenbandrauschleistung P_{ssb} in 1 Hz Bandbreite zur Trägerleistung P_c unterscheidet sich nur durch den Faktor 1/2 von der jeweiligen spektralen Leistungsdichte, z. B. /69/, d. h. es gilt

$$\left(\frac{P_{ssb}}{P_c}\right)_{\alpha} = \frac{1}{2} W_{\alpha} \quad , \quad \left(\frac{P_{ssb}}{P_c}\right)_{\phi} = \frac{1}{2} W_{\phi} \quad . \quad (3.39)$$

Ähnlich wie die Leistungsspektren läßt sich auch das Kreuzspektrum der Amplituden- und Phasenschwankungen berechnen. Während aus dem ursprünglichen Ansatz mit einem einzelnen Rauschprozeß zwangsläufig eine vollständige Korrelation folgt, sind durch die Einführung des Parameters c prinzipiell auch Fälle mit nur teilweise korreliertem Amplituden- und Phasenrauschen möglich. Einige Versuche mit einem einfachen GaAs-FET-Oszillator haben dies auch experimentell bestätigt. Die Ergebnisse lassen zwar keine exakten quantitativen Aussagen zu, doch schien die Korrelation bei dem untersuchten Oszillator unter 50 % zu liegen. Ein derartiges Resultat ist mit keinem der bisher bekannten Rauschmodelle für FET-Oszillatoren zu erklären.

Mit Hilfe von Gl. (3.35) läßt sich prüfen, ob eine bestimmte Lösung der allgemeinen Schwingbedingungen, Gl.n. (3.10) und (3.11), eine stabile stationäre Schwingung beschreibt. Dazu müssen allerdings die Funktionen $\underline{N}_{\alpha 0}(\omega)$ und $\underline{N}_{\alpha 1}(\omega)$ in expliziter Form bekannt sein. Wenn dann in $\underline{N}_{\alpha 0}$ und $\underline{N}_{\alpha 1}$ die komplexe Frequenz p anstelle von $j\omega$ eingeführt wird, müssen für eine stabile Schwingung alle Pole der Funktionen $\underline{N}_{\alpha 0}(p)$ und $\underline{N}_{\alpha 1}(p)$ in der linken Hälfte der komplexen p -Ebene liegen.

Das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren zur Rauschanalyse läßt sich praktisch bei jedem FET-Oszillator anwenden. Abgesehen von der Ersatzschal-

tung des inneren FET wurde kein spezielles Modell für den Transistor benutzt. Ebenso ist die äußere Beschaltung völlig beliebig, kann also z. B. auch nichtreziproke Elemente enthalten. Zur Beschreibung der Frequenzabhängigkeit des linearen Netzwerkes werden, ähnlich wie in /6,7/, keine Taylor-Approximationen benötigt. Im Gegensatz zu der auf der Theorie von Kurokawa basierenden Analyse in /31/ ist der Gültigkeitsbereich dieses Verfahrens daher nicht auf Offsetfrequenzen beschränkt, die klein gegenüber der 3 dB - Bandbreite des verwendeten Resonators sind.

Obwohl mit der beschriebenen Methode im Prinzip auch geschlossene Lösungen für das Rauschen von FET-Oszillatoren bestimmt werden können, ist die Theorie in dieser Form in erster Linie als Grundlage für numerische Simulationen geeignet.

3.2 Vereinfachte Oszillatoranalyse

In diesem Abschnitt werden geschlossene Ausdrücke für die Amplituden- und Phasenschwankungen der Spannungen u_g und u_d abgeleitet. Um zu überschaubaren Gleichungen zu kommen, müssen zunächst einige einschränkende Vereinfachungen der Theorie vorgenommen werden.

Wie aus Bild 2.9 hervorgeht, ist die Drain-Gate-Kapazität c_d in der Regel sehr klein. Sie wird daher im folgenden ebenso vernachlässigt wie die Zeitverzögerung τ . Beide Annahmen stellen im unteren Mikrowellenbereich keine wesentliche Einschränkung dar. Ferner soll das lineare Netzwerk den Ausgang des inneren FET bei der Schwingfrequenz Ω_o mit einer reellen Impedanz abschließen. Dies entspricht einer geraden Lastkennlinie im Ausgangskennlinienfeld. Wegen $\tau=0$ sind dann die Träger $\underline{U}_g$ und $\underline{U}_d$ exakt gegenphasig und es kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit in Gl. (3.12) $\phi_g=0$ und $\phi_d=\pm\pi$ gesetzt werden. Hieraus folgt, daß $g_m(t)$, $g_d(t)$, $c_g(t)$ und $n(t)$ gerade Zeitfunktionen sind und demnach alle Fourier-Koeffizienten reelle Werte annehmen.

Bei Berücksichtigung dieser Vereinfachungen zeigt Gl. (3.7), daß die Trägeramplituden $\underline{U}_g$ und $\underline{I}_g$ am Eingang des inneren FET durch die Differenz $C_{g0} - C_{g2}$ verknüpft sind. Eine lineare Kapazität dieses Wertes soll nun vom nichtlinearen Netzwerk abgetrennt und mit dem linearen Netzwerk zusammengefaßt werden. Die Abspaltung erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden, wie im

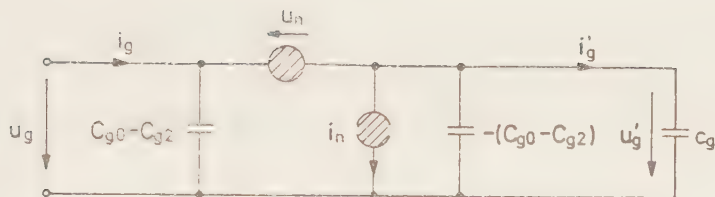


Bild 3.2. Abspaltung der Kapazität $C_{g0} - C_{g2}$ vom nichtlinearen Netzwerk.

Bild 3.2 gezeigt, die Kapazitäten $\pm(C_{g0} - C_{g2})$ hinzugefügt. Die Spannungen u_g , u'_g und Ströme i_g , i'_g dürften sich dadurch allerdings nicht ändern. Es muß daher zusätzlich noch die Stromquelle i_n nach Bild 3.2 eingeführt werden. Aus den Bedingungen $u'_g = u_g + u_n$ und $i'_g = i_g$ folgt für i_n allgemein

$$i_n(t) = (C_{g0} - C_{g2}) \frac{du_n(t)}{dt} \quad , \quad (3.40)$$

und mit $u_n(t)$ nach Gl.n. (3.20) und (3.24)

$$i_n(t) = \text{Re}\{\underline{I}_{nb} \exp(j\omega t) + \underline{I}_{n1} \exp(j\Omega_1 t) + \underline{I}_{nu} \exp(j\Omega_u t)\} \quad (3.41)$$

mit

$$\begin{bmatrix} \underline{I}_{nb} \\ \underline{I}_{n1}^* \\ \underline{I}_{nu} \end{bmatrix} = 2(C_{g0} - C_{g2}) \begin{bmatrix} \omega N_o E_{no} \\ -\Omega_1 N_1 E_{n1} \\ \Omega_u N_1 E_{n1} \end{bmatrix} \quad , \quad (3.42)$$

wobei in Gl. (3.42) bereits die Modifikation des Rauschmodells berücksichtigt ist. Im zweiten Schritt der Abspaltung werden dann die Kapazität $-(C_{g0} - C_{g2})$ mit C_g und die Kapazität $C_{g0} - C_{g2}$ mit dem linearen Netzwerk zusammengefaßt. Das bedeutet, daß in allen Gleichungen des nichtlinearen Netzwerkes der Fourier-Koeffizient C_{g0} durch $C_{g0} - (C_{g0} - C_{g2}) = C_{g2}$ ersetzt werden muß. Beim linearen Netzwerk ändern sich die Elemente der Kettenmatrix; der Einfachheit halber werden aber für die modifizierte Matrix dieselben Bezeichnungen wie bisher verwendet.

Die Schwingbedingungen (3.10) und (3.11) nehmen nun eine sehr einfache Form an:

$$\underline{K}_{11} = \frac{\underline{U}_d}{\underline{U}_g} = - \frac{|\underline{U}_d|}{|\underline{U}_g|} \quad , \quad (3.43)$$

$$\underline{K}_{21} + G_{m0} - G_{m2} + \underline{K}_{11}(G_{d0} - G_{d2}) = 0 \quad . \quad (3.44)$$

Hieraus folgt, daß $\underline{K}_{11}$ und $\underline{K}_{21}$ bei der Schwingfrequenz reell sein müssen. Darüber hinaus wird jetzt angenommen, daß für alle Elemente der Kettenmatrix

$$\underline{K}_{ijl}^* = \underline{K}_{iju} \quad , \quad i, j = 1, 2 \quad (3.45)$$

gilt, d. h. daß das lineare Netzwerk eine zu Ω_0 symmetrische Frequenzabhängigkeit aufweist.

Des weiteren soll im folgenden das lineare Netzwerk bei Basisbandfrequenzen für den inneren FET als Kurzschluß wirken. Daraus folgt $\underline{U}_{gb} = \underline{U}_{db} = 0$, ferner sind die Stromkomponenten $\underline{I}_{gb}$ und $\underline{I}_{db}$ dann irrelevant und müssen nicht mehr berücksichtigt werden. Als letzte Näherung wird wegen $\omega \ll \Omega_0$ noch $\Omega_1 \approx \Omega_0$ und $\Omega_u \approx \Omega_0$ in den Gln. (3.27) und (3.42) gesetzt.

Mit den beschriebenen Vereinfachungen lauten die Gln. (3.27) und (3.28) für das nichtlineare Netzwerk

$$\begin{pmatrix} \underline{I}_{g1}^* \\ \underline{I}_{gu} \end{pmatrix} = j\Omega_0 C_{g2} \begin{pmatrix} -1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{g1}^* \\ \underline{U}_{gu} \end{pmatrix} + \\ + j\Omega_0 (C_{g1} N_0 \underline{E}_{n0} + (C_{g0} + C_{g2}) N_1 \underline{E}_{n1}) \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad . \quad (3.46)$$

$$\begin{pmatrix} \underline{I}_{d1}^* \\ \underline{I}_{du} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{m0} & G_{m2} \\ G_{m2} & G_{m0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{g1}^* \\ \underline{U}_{gu} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_{d0} & G_{d2} \\ G_{d2} & G_{d0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{U}_{d1}^* \\ \underline{U}_{du} \end{pmatrix} + \\ + (G_{m1} N_0 \underline{E}_{n0} + (G_{m0} + G_{m2}) N_1 \underline{E}_{n1}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad . \quad (3.47)$$

Für das lineare Netzwerk folgt aus den Gln. (3.29) und (3.30) mit Gl. (3.45):

$$\begin{pmatrix} \underline{U}_{d1}^* \\ \underline{U}_{du} \end{pmatrix} = \underline{K}_{11u} \begin{pmatrix} \underline{U}_{g1}^* \\ \underline{U}_{gu} \end{pmatrix} + \underline{K}_{12u} \begin{pmatrix} \underline{I}_{g1}^* \\ \underline{I}_{gu} \end{pmatrix} \quad , \quad (3.48)$$

$$- \begin{pmatrix} \underline{I}_{d1}^* \\ \underline{I}_{du} \end{pmatrix} = \underline{K}_{21u} \begin{pmatrix} \underline{U}_{g1}^* \\ \underline{U}_{gu} \end{pmatrix} + \underline{K}_{22u} \begin{pmatrix} \underline{I}_{g1}^* \\ \underline{I}_{gu} \end{pmatrix} \quad . \quad (3.49)$$

Die Gl'n. (3.46) bis (3.49) lassen sich nach den Seitenbandamplituden $\underline{U}_g^*, \underline{U}_g$ und $\underline{U}_d^*, \underline{U}_d$ der Spannungen u_g und u_d auflösen. Die Ergebnisse werden dann mit Gl. (3.18) in die entsprechenden Amplituden- und Phasenschwankungen umgerechnet. Für die Schwankungen von u_g und u_d erhält man so:

$$\frac{\Delta \underline{U}_g}{|\underline{U}_g|} = - \frac{2}{K_{21u} + G_{mo} + G_{m2} + K_{11u}(G_{do} + G_{d2})} \cdot \left(G_{m1} \frac{N_o E_{no}}{|\underline{U}_g|} + (G_{mo} + G_{m2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|\underline{U}_g|} \right) \quad (3.50)$$

$$\Delta \phi_g = -2\omega_o \frac{K_{22u} + K_{12u}(G_{do} - G_{d2})}{K_{21u} + G_{mo} - G_{m2} + K_{11u}(G_{do} - G_{d2})} \cdot \left(C_{g1} \frac{N_o E_{no}}{|\underline{U}_g|} + (C_{go} + C_{g2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|\underline{U}_g|} + C_{g2} \frac{\Delta \underline{U}_g}{|\underline{U}_g|} \right) \quad (3.51)$$

$$\frac{\Delta \underline{U}_d}{|\underline{U}_d|} = - \frac{K_{11u}}{|\underline{U}_d|} \frac{|\underline{U}_g|}{|\underline{U}_d|} \frac{\Delta \underline{U}_g}{|\underline{U}_g|} \quad (3.52)$$

$$\Delta \phi_d = - \frac{\det(\underline{K})_u - K_{12u}(G_{mo} - G_{m2})}{K_{22u} + K_{12u}(G_{do} - G_{d2})} \frac{|\underline{U}_g|}{|\underline{U}_d|} \Delta \phi_g \quad (3.53)$$

$$\text{mit } \det(\underline{K})_u = K_{11u}K_{22u} - K_{12u}K_{21u}.$$

Um aus den Gl'n. (3.50) bis (3.53) auch die Amplituden- und Phasenschwankungen der Spannung u_L am Lastwiderstand bestimmen zu können, muß der Zusammenhang zwischen u_L und den Spannungen u_g, u_d bekannt sein. Sofern für die entsprechenden komplexen Übertragungsfunktionen Symmetriebedingungen analog zu Gl. (3.45) gelten, treten keine wechselseitigen Umwandlungen der beiden Schwankungsarten auf [67]. Die Amplitudenschwankungen $\Delta \underline{U}_L / |\underline{U}_L|$ ergeben sich dann als im allgemeinen frequenzabhängige Linearkombination von $\Delta \underline{U}_g / |\underline{U}_g|$ und $\Delta \underline{U}_d / |\underline{U}_d|$, die Phasenschwankungen $\Delta \phi_L$ in derselben Form aus $\Delta \phi_g$ und $\Delta \phi_d$. Damit erhält man unabhängig von der speziellen Schaltung des Oszillators die folgenden grundlegenden Proportionalitätsbeziehungen für die Schwankungen von u_L :

$$\frac{\Delta \underline{U}_L}{|\underline{U}_L|} \sim G_{m1} N_o \frac{E_{no}}{|\underline{U}_g|} + (G_{mo} + G_{m2}) N_1 \frac{E_{n1}}{|\underline{U}_g|} \quad (3.54)$$

$$\Delta \phi_L \sim C_{g1} N_o \frac{E_{no}}{|U_g|} + (C_{go} + C_{g2}) N_1 \frac{E_{n1}}{|U_g|} + C_{g2} \frac{\Delta U_g}{|U_g|} \quad (3.55)$$

Die Konsequenzen dieser Abhängigkeiten werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

3.3 Diskussion des Rauschverhaltens

Mit den Ergebnissen der Rauschanalyse aus Abschnitt 3.2 lassen sich verschiedene Mechanismen für die Umsetzung des niederfrequenten 1/f-Rauschens in Amplituden- und Phasenrauschen bei FET-Oszillatoren identifizieren.

Für das Amplitudenrauschen sind nach Gl. (3.54) zwei Effekte maßgebend. Zum einen wird die niederfrequente Komponente $N_o E_{no}$ der Spannungsquelle u_n über die nichtlineare Steilheit, beschrieben durch G_{m1} , in Amplitudenschwankungen umgesetzt. Der zweite Beitrag ist proportional zu $N_1 E_{n1}$, d. h. zu den hochfrequenten Anteilen von u_n , welche als Folge der Steuerung der Rauschquelle durch die Großsignale U_g und U_d entstehen (vgl. Gl'n. (3.20) und (3.24)). Dieser Effekt verschwindet demnach bei einer ungesteuerten Quelle ($N_1 = 0$), würde aber im Gegensatz zum ersten Mechanismus auch dann auftreten, wenn die Steilheit konstant wäre ($G_{m1} = G_{m2} = 0$). Das gesamte Amplitudenrauschen wird ausschließlich durch Nichtlinearitäten resistiver Art bestimmt; die nichtlineare Gate-Source-Kapazität hat auf diese Schwankungen keinen Einfluß.

Beim Phasenrauschen bestehen nahezu identische Abhängigkeiten von den Komponenten der Spannungsquelle u_n , wobei allerdings die Gate-Source-Kapazität an die Stelle der Steilheit tritt. Zusätzlich erscheint in Gl. (3.55) ein Term, der eine zu C_{g2} proportionale Konversion von Amplitudenschwankungen in Phasenschwankungen beschreibt. Die Gate-Source-Kapazität c_g ist für die Entstehung des Phasenrauschens von wesentlicher Bedeutung. Wäre c_g konstant ($C_{g1} = C_{g2} = 0$), so würde Gl. (3.55) auf einen zu C_{go} proportionalen Beitrag der hochfrequenten Anteile $N_1 E_{n1}$ von u_n reduziert. Für $c_g \equiv 0$ würde überhaupt kein Phasenrauschen entstehen, unabhängig vom Verlauf des Rauschfaktors n . Ebenso treten bei ungesteuerter Rauschquelle und konstanter Kapazität c_g ($N_1 = C_{g1} = C_{g2} = 0$) keine Phasenschwankungen auf.

Die letzte Schlußfolgerung steht in klarem Widerspruch zu den Ergebnissen von Debney und Joshi /31/, die eine von Null verschiedene Beziehung für das

Phasenrauschen angeben, dabei aber nur die Steilheit und den Ausgangsleitwert als nichtlinear betrachten. Der Grund für dieses Resultat scheint jedoch eine fehlerhafte Anwendung der Theorie von Kurokawa zu sein, wie im Anhang von /64/ näher erläutert wird.

Der nichtlineare Ausgangsleitwert ist für das Rauschverhalten nur von untergeordneter Bedeutung.

Die Amplituden- und Phasenschwankungen von u_L lassen sich allgemein auch in folgender Form angeben:

$$\frac{\Delta u_L}{|u_L|} = \underline{M}_{\alpha 0} \frac{\underline{E}_{n0}}{|u_g|} + \underline{M}_{\alpha 1} \frac{\underline{E}_{n1}}{|u_g|} \quad , \quad (3.56)$$

$$\Delta \phi_L = \underline{M}_{\phi 0} (1 + \underline{K}_0) \frac{\underline{E}_{n0}}{|u_g|} + \underline{M}_{\phi 1} (1 + \underline{K}_1) \frac{\underline{E}_{n1}}{|u_g|} \quad . \quad (3.57)$$

Die betragsmäßig gleichen Größen $\underline{E}_{n0}/|u_g|$ und $\underline{E}_{n1}/|u_g|$ beschreiben den auf die Trägeramplitude $|u_g|$ normierten niederfrequenten Rauschprozeß. Den Zusammenhang mit dem resultierenden Amplituden- und Phasenrauschen stellen die dimensionslosen Modulationsfaktoren $\underline{M}_{\alpha 0}$, $\underline{M}_{\alpha 1}$, $\underline{M}_{\phi 0}$ und $\underline{M}_{\phi 1}$ her. Für die Komponenten des Phasenrauschens geben die Konversionsfaktoren $\underline{K}_0$ und $\underline{K}_1$ an, welcher relative Anteil auf die Konversion von Amplitudenschwankungen zurückzuführen ist.

Aufgrund der Gln. (3.54) und (3.55) gilt für das Verhältnis der Modulationsfaktoren

$$\frac{\underline{M}_{\alpha 0}}{\underline{M}_{\alpha 1}} = \frac{N_0}{N_1} \frac{G_{m1}}{G_{m0} + G_{m2}} \quad , \quad (3.58)$$

$$\frac{\underline{M}_{\phi 0}}{\underline{M}_{\phi 1}} = \frac{N_0}{N_1} \frac{C_{g1}}{C_{g0} + C_{g2}} \quad . \quad (3.59)$$

Durch Vergleich der Beziehungen (3.56) und (3.57) mit den Gln. (3.35) und (3.36) der allgemeinen Rauschanalyse folgt

$$\underline{N}_{\alpha 0} = \underline{M}_{\alpha 0} / |u_g| \quad , \quad \underline{N}_{\alpha 1} = \underline{M}_{\alpha 1} / |u_g| \quad , \quad (3.60)$$

$$\underline{N}_{\phi 0} = (1 + \underline{K}_0) \underline{M}_{\phi 0} / |u_g| \quad , \quad \underline{N}_{\phi 1} = (1 + \underline{K}_1) \underline{M}_{\phi 1} / |u_g| \quad . \quad (3.61)$$

Die Spektren der Amplituden- und Phasenschwankungen können dann mit den Gln. (3.37) und (3.38) berechnet werden.

Die vorstehende Diskussion basiert auf den Ergebnissen der vereinfachten Oszillatoranalyse; die Schlußfolgerungen gelten deshalb zunächst nur mit den im Abschnitt 3.2 beschriebenen Einschränkungen. Es ist zu erwarten, daß sich die Wirkungen der einzelnen nichtlinearen Effekte im allgemeinen Fall nicht mehr so scharf voneinander trennen lassen. Trotzdem sollten die Ergebnisse dieses Abschnittes zumindest in guter Näherung für beliebige FET-Oszillatoren gültig sein.

4. Analyse spezieller Oszillatorschaltungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der vorangegangenen Oszillatoranalyse mit dem nichtlinearen FET-Modell aus Kapitel 2 kombiniert, um für zwei spezielle Oszillatorschaltungen das Rauschverhalten quantitativ zu bestimmen.

Als erstes Beispiel wird ein Oszillator mit Reflexionsresonator behandelt. Schaltung und FET-Modell werden in diesem Fall so gewählt, daß zur Berechnung die Beziehungen der vereinfachten Analyse aus Abschnitt 3.2 verwendet werden können. Mit der allgemeinen Theorie und dem vollständigen FET-Modell wird dann ein Oszillator mit Verzögerungsleitung untersucht, welcher für eine experimentelle Überprüfung der numerischen Resultate besonders geeignet ist.

4.1 FET-Oszillator mit Reflexionsresonator

Bild 4.1 zeigt die vereinfachte Hochfrequenzschaltung eines FET-Oszillators mit Stabilisierung durch einen Reflexionsresonator. Die Ersatzschaltung des Transistors ist auf den inneren FET reduziert; zusätzlich wird die Drain-Gate-Kapazität vernachlässigt. Der ideale Übertrager mit dem Übersetzungsverhältnis N_f bewirkt eine phasenrichtige frequenzunabhängige Rückkopplung. Das Übersetzungsverhältnis N_r des zweiten Übertragers bestimmt den Koppelkoeffizienten des Resonators, welcher als verlustbehafteter Parallelschwingkreis beschrieben wird. Der Lastleitwert G_L ist parallel zum Resonator angeordnet.

4.1.1 Schaltungsanalyse

Für das lineare Netzwerk der Schaltung im Bild 4.1 ergeben sich die folgenden Elemente der in Gl. (3.9) definierten Kettenmatrix:

$$\underline{K}_{11} = -N_f \quad , \quad (4.1)$$

$$\underline{K}_{12} = 0 \quad , \quad (4.2)$$

$$\underline{K}_{21} = -N_f \left(G_L + N_r^2 \left(G + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \right) \right) \quad , \quad (4.3)$$

$$\underline{K}_{22} = -\frac{1}{N_f} \quad . \quad (4.4)$$

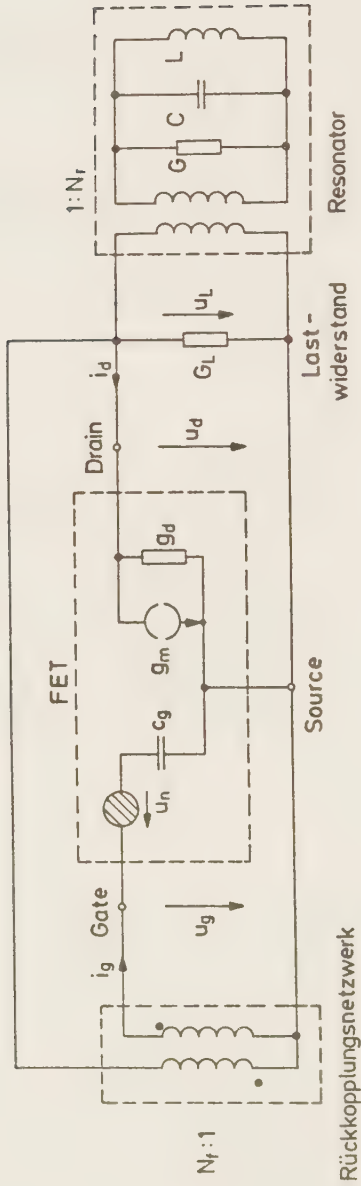


Bild 4.1. FET-Oszillator mit Reflexionsresonator.

Die erste Schwingbedingung (3.43) lautet dann

$$N_f = \frac{|U_d|}{|U_g|} \quad . \quad (4.5)$$

Aus dem Imaginarteil der zweiten Bedingung (3.44) folgt, daß die Schwingfrequenz gleich der Resonanzfrequenz des Resonators ist:

$$\Omega_o = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad . \quad (4.6)$$

Dieses scheinbar triviale Ergebnis setzt allerdings voraus, daß die Kapazität C bereits den von der Gate-Source-Kapazität C_g abgetrennten Anteil $C_{go} - C_{g2}$ enthält, wobei noch die Transformationen durch die beiden Übertrager zu berücksichtigen sind.

Der Realteil von Gl. (3.44) ergibt in Verbindung mit Gl.n. (4.1) und (4.3)

$$G_{mo} - G_{m2} - N_f(G_{do} - G_{d2} + G_L + N_r^2 G) = 0 \quad . \quad (4.7)$$

Mit $\Omega = \Omega_o + \omega$ und $\omega \ll \Omega_o$ gilt für K_{21} näherungsweise

$$K_{21} = -N_f(G_L + N_r^2(G + 2j\frac{\omega}{\Omega_o}\sqrt{C/L})) \quad . \quad (4.8)$$

Damit erfüllen alle Matrixelemente die Symmetriebedingung (3.45).

Setzt man die Gleichungen für die Matrixelemente in die Gl.n. (3.50) bis (3.53) ein, dann ergeben sich bei Berücksichtigung der Bedingungen (4.5) und (4.7) die folgenden Beziehungen für die Amplituden- und Phasenschwankungen:

$$\frac{\Delta U_L}{|U_L|} = \frac{\Delta U_d}{|U_d|} = \frac{\Delta U_g}{|U_g|} = \frac{1}{N_f G_{d2} - G_{m2} + N_f N_r^2 j \frac{\omega}{\Omega_o} \sqrt{C/L}} \cdot \\ \cdot (G_{m1} \frac{N_o E_{no}}{|U_g|} + (G_{mo} + G_{m2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|U_g|}) \quad , \quad (4.9)$$

$$\Delta \phi_L = \Delta \phi_d = \Delta \phi_g = - \frac{\Omega_o}{N_f^2 N_r^2 j \frac{\omega}{\Omega_o} \sqrt{C/L}} \cdot \\ \cdot (C_{g1} \frac{N_o E_{no}}{|U_g|} + (C_{go} + C_{g2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|U_g|} + C_{g2} \frac{\Delta U_g}{|U_g|}) \quad . \quad (4.10)$$

Die vom FET erzeugte Hochfrequenzleistung P setzt sich zusammen aus der an den Lastwiderstand abgegebenen Leistung

$$P_L = \frac{1}{2} G_L |\underline{U}_d|^2 \quad (4.11)$$

und der Verlustleistung des Resonators

$$P_r = \frac{1}{2} N_r^2 G |\underline{U}_d|^2 \quad (4.12)$$

Somit gilt

$$P = P_L + P_r = \frac{1}{2} (G_L + N_r^2 G) |\underline{U}_d|^2 \quad (4.13)$$

d. h.

$$R = \frac{1}{G_L + N_r^2 G} \quad (4.14)$$

ist der ausgangsseitige Belastungswiderstand des FET bei der Schwingfrequenz Ω_o .

Der Zusammenhang zwischen P und P_L läßt sich auch über die Gütefaktoren des Resonators ausdrücken:

$$P_L = P \left(1 - \frac{Q_L}{Q_o}\right) \quad (4.15)$$

mit

$$Q_o = \frac{\Omega_o C}{G} \quad (4.16)$$

als Leerlaufgüte und

$$Q_L = \frac{\Omega_o C}{G + G_L / N_r^2} \quad (4.17)$$

als belasteter Güte des Resonators.

Mit den Beziehungen (4.5), (4.6), (4.13) und (4.17) folgt aus den Gln. (4.9) und (4.10):

$$\frac{\Delta \underline{U}_L}{|\underline{U}_L|} = \frac{G_{m1} \frac{N_o E_{no}}{|\underline{U}_g|} + (G_{mo} + G_{m2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|\underline{U}_g|}}{G_{d2} \frac{|\underline{U}_g|}{|\underline{U}_d|} - G_{m2} + j \frac{\omega}{\Omega_o} \frac{2 Q_L P}{|\underline{U}_g| |\underline{U}_d|}} \quad (4.18)$$

$$\Delta \Phi_L = \frac{j\Omega_o}{2Q_L P} \left(C_{g1} \frac{N_o E_{no}}{|U_g|} + (C_{go} + C_{g2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|U_g|} + C_{g2} \frac{\Delta U_g}{|U_g|} \right) \quad (4.19)$$

Für die in den Gl.n. (3.56) und (3.57) eingeführten Modulations- und Konversionsfaktoren ergibt sich dann

$$M_{\alpha o} = \frac{N_o}{N_1} \frac{G_{m1}}{G_{mo} + G_{m2}} M_{\alpha 1} = \frac{N_o G_{m1}}{G_{d2} \frac{|U_d|}{|U_g|} - G_{m2} + j\frac{\omega}{\Omega_o} \frac{|U_g|}{|U_d|} 2Q_L P} \quad (4.20)$$

$$M_{\phi o} = \frac{N_o}{N_1} \frac{C_{g1}}{C_{go} + C_{g2}} M_{\phi 1} = \frac{j\Omega_o C_{g1} N_o}{\frac{\omega}{\Omega_o} \frac{2Q_L P}{|U_g|^2}} \quad (4.21)$$

$$K_o = \frac{G_{m1}}{G_{mo} + G_{m2}} \frac{C_{go} + C_{g2}}{C_{g1}} K_1 = \frac{1}{N_o} \frac{C_{g2}}{C_{g1}} M_{\alpha o} \quad (4.22)$$

Die Frequenzabhängigkeit der Amplitudenschwankungen entspricht einer Tiefpaßcharakteristik. Da F_o/Q_L die 3 dB-Bandbreite des belasteten Resonators ist, würde man $F_o/(2Q_L)$ als Grenzfrequenz f_g erwarten. Statt dessen gilt

$$f_g = f_{gn} \frac{F_o}{2Q_L} \quad (4.23)$$

mit der dimensionslosen normierten Grenzfrequenz

$$f_{gn} = \frac{|U_g| |U_d|}{P} (G_{d2} \frac{|U_d|}{|U_g|} - G_{m2}) \quad (4.24)$$

Die Größe f_{gn} hat noch eine weitere Bedeutung. Führt man mit Gl. (4.18) die im Abschnitt 3.1.2 beschriebene Stabilitätsanalyse durch, so erhält man

$$G_{d2} \frac{|U_d|}{|U_g|} - G_{m2} > 0 \quad (4.25)$$

als Bedingung für eine stationäre Schwingung. Gl. (4.25) ist äquivalent zu $f_{gn} > 0$; die normierte Grenzfrequenz ist demnach auch ein Stabilitätsindikator.

Für Offsetfrequenzen, die klein gegenüber der Grenzfrequenz f_g sind, vereinfacht sich Gl. (4.18) zu

$$\frac{\Delta \underline{U}_L}{|\underline{U}_L|} = \frac{1}{G_{d2} \frac{|\underline{U}_d|}{|\underline{U}_g|} - G_{m2}} \left(G_{m1} \frac{N_o E_{no}}{|\underline{U}_g|} + (G_{mo} + G_{m2}) \frac{N_1 E_{n1}}{|\underline{U}_g|} \right) \quad (4.26)$$

Entsprechende Änderungen folgen für Gl. (4.20), so daß die Modulationsfaktoren $M_{\alpha o}$, $M_{\alpha 1}$ und wegen Gl. (4.22) auch die Konversionsfaktoren K_o , K_1 jetzt reell sind. Berechnet man nun aus den Beziehungen (4.19) und (4.26) mit den Gln. (3.37), (3.38) sowie (3.60), (3.61) die Rauschspektren W_α und W_ϕ , dann ergibt sich bei einer exakten $1/f$ -Abhängigkeit von W_e ein Abfall von 10 dB/Dekade beim Amplitudenrauschen und 30 dB/Dekade beim Phasenrauschen, in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen, z. B. /25/.

Durch Wahl der Gleichspannungen U_g und U_d , der aussteuernden Wechselspannungsamplitude $|\underline{U}_g|$ sowie des Belastungswiderstandes R sind die Verstärkungseigenschaften des FET vollständig festgelegt. Die zugehörige Ausgangsspannung $|\underline{U}_d|$ läßt sich aus Gl. (3.8) bestimmen. Mit $\underline{U}_g = |\underline{U}_g|$, $\underline{U}_d = -|\underline{U}_d|$ und $\underline{I}_d = |\underline{I}_d| = |\underline{U}_d|/R$ erhält man zunächst

$$\frac{|\underline{U}_d|}{R} = (G_{mo} - G_{m2}) |\underline{U}_g| - (G_{do} - G_{d2}) |\underline{U}_d| \quad (4.27)$$

Da die Fourier-Koeffizienten nicht unabhängig von $|\underline{U}_d|$ sind, ist dies eine transzendente Gleichung für die Ausgangsspannung, die mit numerischen Methoden gelöst werden muß. Aus $|\underline{U}_d|$ und R folgt gemäß $P = |\underline{U}_d|^2 / (2R)$ direkt die vom FET abgegebene Hochfrequenzleistung. Durch Variation von R läßt sich dann auch der optimale Belastungswiderstand R_{opt} ermitteln, für den bei konstanter Aussteuerung die Leistung P maximal wird.

Mit den Gleich- und Wechselspannungen am inneren FET können alle Fourier-Koeffizienten berechnet werden. Daher sind nach Festlegung der Verstärkungseigenschaften des FET bei Ω_o mit Ausnahme von Q_L auch sämtliche Größen in den Beziehungen (4.18) und (4.19) für die Amplituden- und Phasenschwankungen bekannt. Während eine Variation von Q_L beim Amplitudenrauschen lediglich eine Verschiebung der Grenzfrequenz f_g bewirkt, ist das Phasenrauschen umgekehrt proportional zu Q_L . Im Hinblick auf niedriges Phasenrauschen sollte die belastete Güte Q_L daher so groß wie möglich sein. Bei einem gegebenen Resonator ist die Leerlaufgüte Q_o die theoretische obere Grenze für Q_L . Für $Q_L = Q_o$ ergibt sich allerdings mit Gl. (4.15) die Ausgangsleistung $P_L = 0$. Umgekehrt

führt die Forderung nach maximaler Ausgangsleistung $P_L = P$ zu der Bedingung $Q_L = 0$, wodurch entsprechend Gl. (4.19) die Phasenschwankungen unbegrenzt anwachsen.

Bei festgelegten Verstärkungseigenschaften des FET und gegebener Leerlaufgüte Q_0 des Resonators muß demnach ein Kompromiß zwischen den Forderungen nach hoher Ausgangsleistung und niedrigem Phasenrauschen gefunden werden. Beispielsweise erhält man beim hier untersuchten Oszillator für $Q_L = Q_0/2$ die Ausgangsleistung $P_L = P/2$, während das Phasenrauschen dann 6 dB über dem theoretischen Minimum liegt.

Allgemein läßt sich durch entsprechende Schaltungsdimensionierung die vom FET erzeugte Hochfrequenzleistung beliebig zwischen dem Resonator und dem äußeren Lastwiderstand aufteilen. Das Phasenrauschen wird um so niedriger, je höher die Verlustleistung des Resonators ist, da im selben Maße auch die gespeicherte Energie zunimmt, welche physikalisch gesehen die Frequenzstabilität des Oszillators bestimmt.

4.1.2 Numerische Ergebnisse

Mit den Beziehungen aus Abschnitt 4.1.1 wurden die Eigenschaften des Reflexionsresonator-Oszillators quantitativ untersucht. Für die Größen U_{Df} , U_p , U_s , G_0 , $1/d$, C_0 , W_{elo} und α sind dabei die Standardwerte aus Tabelle 2.1 benutzt worden, alle anderen Modellparameter des FET wurden gemäß Bild 4.1 vernachlässigt. Sämtliche im folgenden angegebenen Ergebnisse gelten für einen Arbeitspunkt mit $U_g = -0,8$ V und $U_d = 3$ V. Diese Vorspannungen entsprechen näherungsweise dem größten linearen Aussteuerungsbereich.

Bild 4.2 zeigt zunächst den Verlauf des optimalen FET-Belastungswiderstandes R_{opt} als Funktion der aussteuernden Wechselspannungsamplitude $|U_g|$. Für $|U_g| \rightarrow 0$ konvergiert R_{opt} gegen $1/g_d = 1,78$ k Ω , den Kehrwert des Kleinsignal-Ausgangsleitwertes; mit zunehmender Aussteuerung wird R_{opt} schnell niederohmiger. Bild 4.3 zeigt, daß dabei die zugehörige Ausgangsspannung auf einen Wert $|U_d| \approx 2,5$ V anwächst und sich für $|U_g| > 0,3$ V praktisch nicht mehr ändert. Die zweite Kurve im Bild 4.3 wurde dagegen für einen konstanten Widerstand $R = 80$ Ω berechnet, ein für den FET bei Betrieb als Leistungsverstärker typischer Wert. Entsprechend einer konstanten Spannungsverstärkung nimmt $|U_d|$ zunächst linear mit $|U_g|$ zu, bevor für $|U_g| > 0,9$ V der weitere Anstieg durch die Nichtlinearitäten des FET begrenzt wird. Beide Kurven schneiden

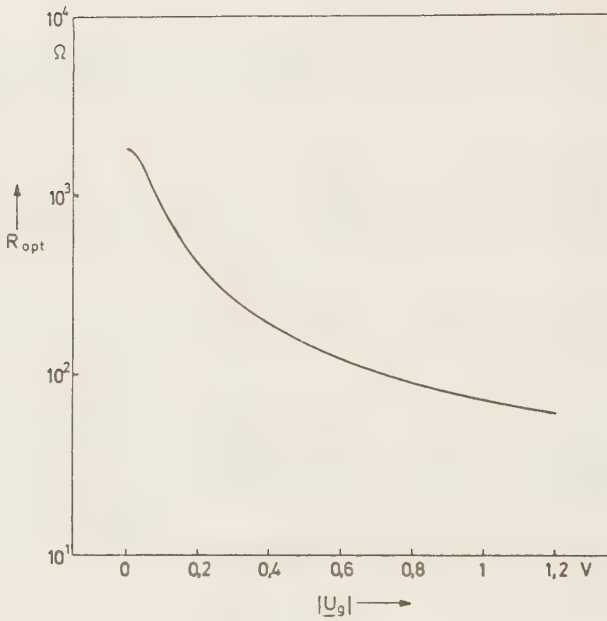


Bild 4.2. Optimaler Belastungswiderstand R_{opt} des inneren FET als Funktion der aussteuernden Spannungsamplitude $|U_g|$; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V.

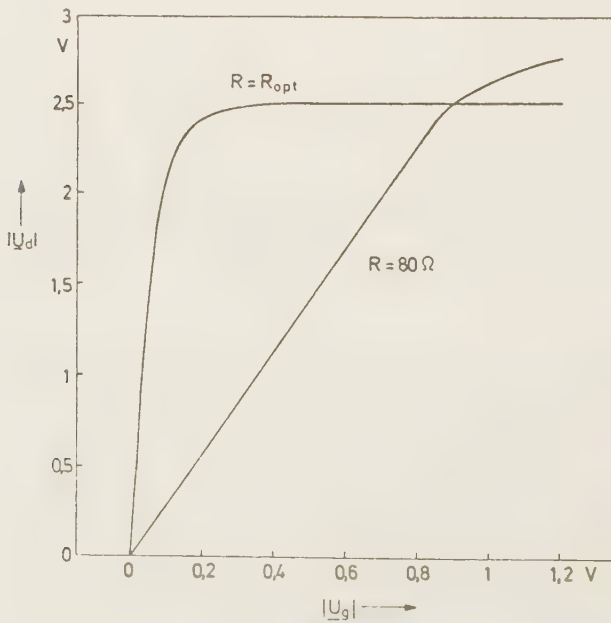


Bild 4.3. Amplitude der Ausgangsspannung $|U_d|$ als Funktion der aussteuernden Spannungsamplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V.

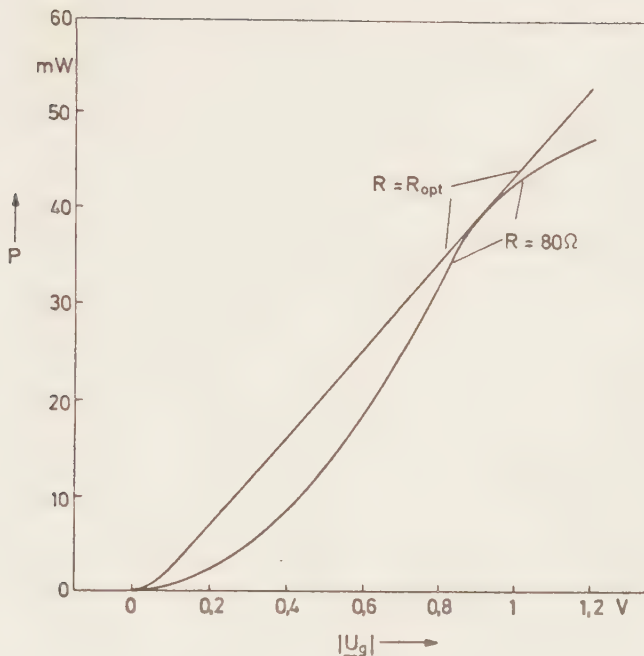


Bild 4.4. Ausgangsleistung P als Funktion der Amplitude der Eingangsspannung $|U_g|$ des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V.

sich bei $|U_g| \approx 0,9$ V; bei dieser Aussteuerung muß demnach $R_{opt} = 80 \Omega$ sein, in Übereinstimmung mit Bild 4.2. Ebenso müssen an diesem Punkt die Werte der hochfrequenten Ausgangsleistung P gleich groß sein. Dies wird durch Bild 4.4 bestätigt. Die beiden Kurven für P berühren sich bei $|U_g| \approx 0,9$ V, bei allen anderen Aussteuerungen führt $R = R_{opt}$ definitionsgemäß zu einer größeren Ausgangsleistung als der konstante Belastungswiderstand $R = 80 \Omega$.

Die vom FET aufgenommene Gleichstromleistung ist bei dem gewählten Arbeitspunkt näherungsweise aussteuerungsunabhängig. Dementsprechend ergeben sich für den Wirkungsgrad $\eta = P/(U_d I_d)$ ähnliche Abhängigkeiten von $|U_g|$ und R wie bei der Ausgangsleistung P . Für $R = R_{opt}$ erhält man z. B. $\eta = 48,7$ % bei $|U_g| = 1,2$ V. Die Amplitude der Eingangsspannung läßt sich nicht wesentlich über diesen Wert hinaus vergrößern, ohne daß im Modell für den inneren FET der Strom über den Schottky-Kontakt des Gates berücksichtigt werden muß.

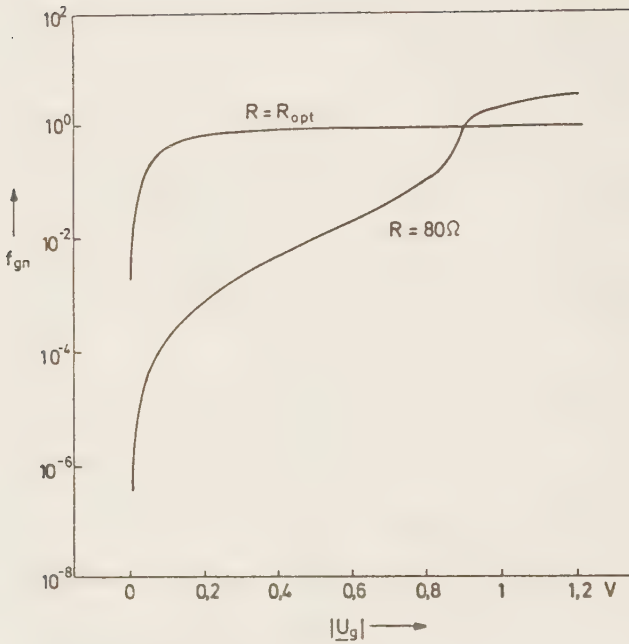
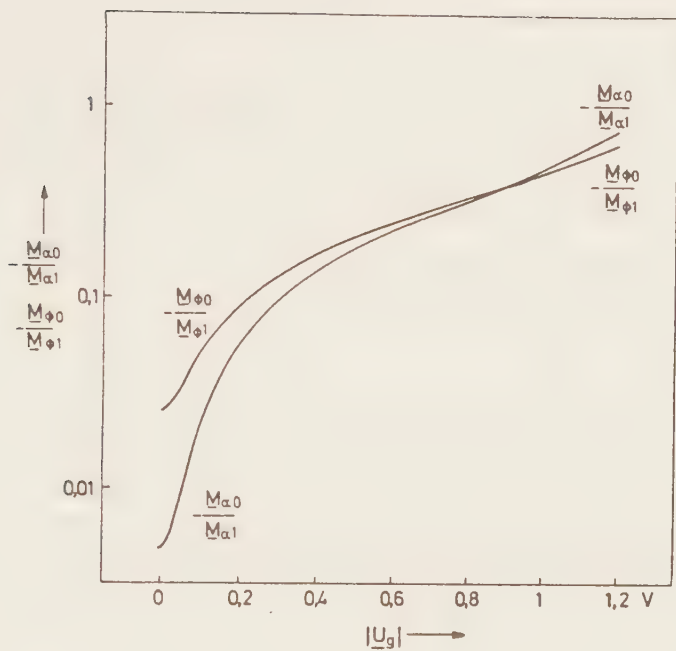


Bild 4.5. Verlauf der normierten Grenzfrequenz f_{gn} als Funktion der aussteuernden Spannungsamplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V.

Die Berechnung der normierten Grenzfrequenz f_{gn} für die beiden Fälle $R = R_{opt}$ und $R = 80 \Omega$ führt zu den Kurven im Bild 4.5. Ein Vergleich mit Bild 4.3 zeigt, daß f_{gn} großordnungsmäßig gleich Eins ist, wenn eine nichtlineare Begrenzung der Ausgangsspannung und damit Verstärkungscompression vorliegt. Beim Übergang in den linearen Verstärkungsbereich wird f_{gn} wesentlich kleiner und nähert sich der theoretischen Stabilitätsgrenze $f_{gn} = 0$.

Die mit den Gl.n. (3.58) und (3.59) aus den Fourier-Koeffizienten berechneten Quotienten $\frac{M_{\alpha 0}}{M_{\alpha 1}}$ und $\frac{M_{\phi 0}}{M_{\phi 1}}$ der Modulationsfaktoren sind im Bild 4.6 dargestellt. Danach zeigt $\frac{M_{\alpha 0}}{M_{\alpha 1}}$ eine etwas stärkere Aussteuerungsabhängigkeit als $\frac{M_{\phi 0}}{M_{\phi 1}}$. Diese Abhängigkeit ist für $R = R_{opt}$ deutlicher ausgeprägt als bei $R = 80 \Omega$. Das wesentliche Ergebnis ist jedoch, daß beide Quotienten betragsmäßig kleiner als Eins sind. Das bedeutet, daß in den Gl.n. (3.56) und (3.57) für die Amplituden- und Phasenschwankungen der jeweils zweite, aus der Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors resultierende Beitrag dominiert. Da

a)



b)

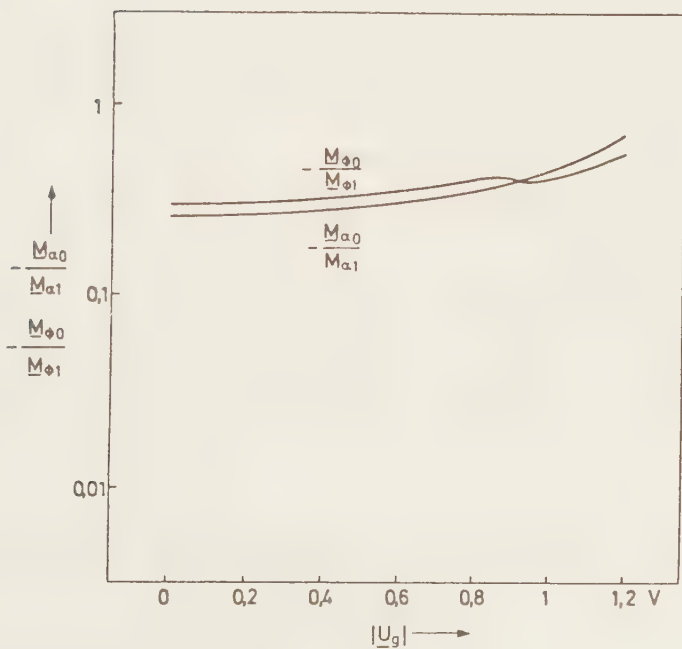


Bild 4.6. Verhältnis der Modulationsfaktoren $\frac{M_{\alpha 0}}{M_{\alpha 1}}$ und $\frac{M_{\phi 0}}{M_{\phi 1}}$ als Funktion der Spannungsamplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V;
a) $R = R_{opt}$, b) $R = 80 \Omega$.

alle Zahlenwerte von $M_{\alpha 0}/M_{\alpha 1}$ und $M_{\phi 0}/M_{\phi 1}$ negativ sind, können sich die beiden Terme der Gl'n. (3.56) und (3.57) teilweise kompensieren, wenn der Korrelationskoeffizient c ungleich Null ist. Die vorstehenden Resultate zeigen, wie wichtig die Einführung einer gesteuerten Quelle zur Beschreibung des $1/f$ -Rauschens für die Bestimmung des Oszillatorrauschens ist.

Bei der Berechnung der übrigen Größen wurde von einer Schwingfrequenz $F_0 = 10$ GHz, einer Offsetfrequenz $f = 10$ kHz und einer belasteten Güte $Q_L = 50$ ausgegangen.

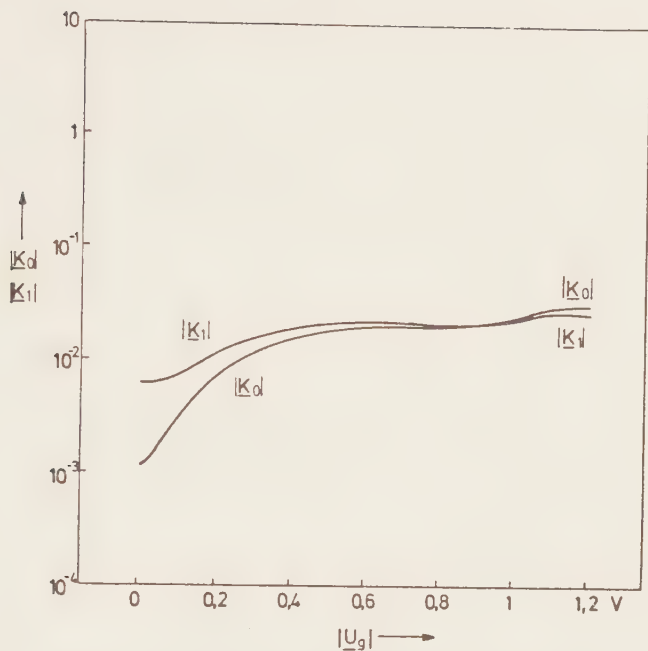
Im Bild 4.7 sind die Ergebnisse für die komplexen Konversionsfaktoren K_0 und K_1 betragsmäßig dargestellt. Die Unterschiede zwischen $|K_0|$ und $|K_1|$ sind überwiegend gering. Für $R = R_{opt}$ sind die Beträge der Konversionsfaktoren kleiner als 0,04 und damit praktisch vernachlässigbar. Bei $R = 80 \Omega$ treten dagegen im Bereich quasilinearer Verstärkung auch wesentlich größere Werte auf. Mit $|K_0|, |K_1| > 1$ kann hier die Konversion von Amplitudenschwankungen sogar den dominierenden Beitrag zum Phasenrauschen liefern. Der Einbruch der Kurven für $R = 80 \Omega$ bei $|U_g| \approx 0,9$ V wird durch eine Nullstelle mit Vorzeichenwechsel beim Fourier-Koeffizienten C_2 verursacht.

Bei der Berechnung der Rauschspektren des Oszillators wurde für den Korrelationskoeffizienten der mittlere Wert $c = 0,5$ gewählt. Diese Festlegung wird durch experimentelle Resultate gerechtfertigt (vgl. Abschnitt 5.2).

Bild 4.8 zeigt das Amplituden- und Phasenrauschen, ausgedrückt als Verhältnis P_{ssb}/P_c der Einseitenbandrauschleistung P_{ssb} in 1 Hz Bandbreite zur Trägerleistung P_c . Das Amplitudenrauschen ist näherungsweise konstant, solange eine Aussteuerung bis in die Begrenzung vorliegt. Anderenfalls wachsen die Amplitudenschwankungen zu kleineren Spannungsamplituden hin stark an. Bei $R = 80 \Omega$ ist damit auch eine Zunahme des Phasenrauschens verbunden, was mit dem Verlauf der Konversionsfaktoren nach Bild 4.7 zusammenhängt. Für $R = R_{opt}$ sind die Phasenschwankungen nahezu aussteuerungsunabhängig. Abgesehen von kleinen Spannungen $|U_g|$ ist das Phasenrauschen wesentlich stärker als das Amplitudenrauschen.

Abschließend zeigt Bild 4.9 für $|U_g| = 0,9$ V und $R = 80 \Omega \approx R_{opt}$ den Verlauf des Amplituden- und Phasenrauschens als Funktion der Offsetfrequenz f . Wegen $f \ll f_g = 74$ MHz und $\alpha = 1$ fallen die Kurven mit 10 dB/Dekade bzw. mit 30 dB/Dekade, wie bereits im Abschnitt 4.1.1 beschrieben.

a)



b)

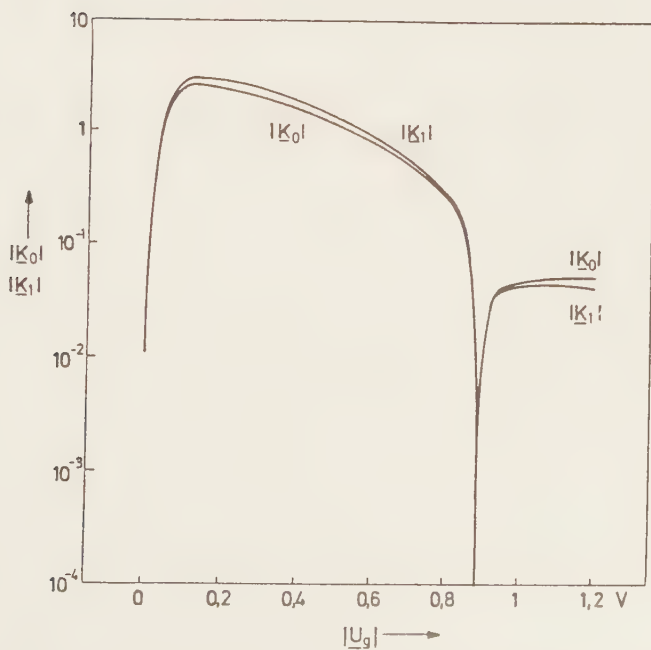
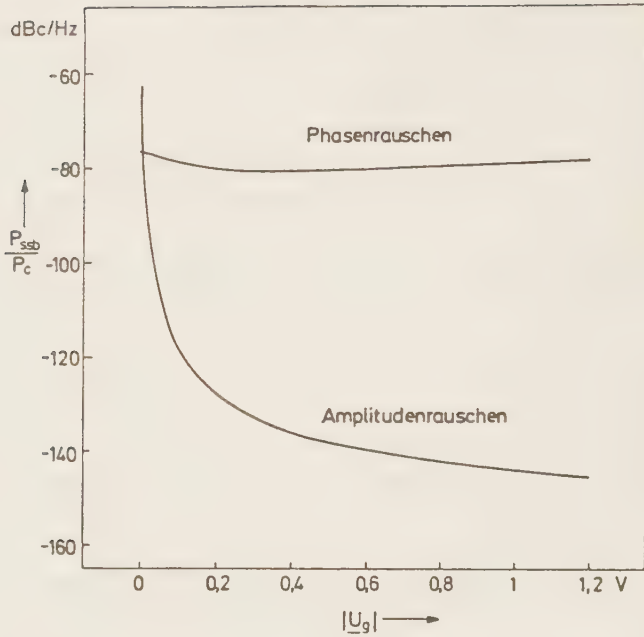


Bild 4.7. Betrag der komplexen Konversionsfaktoren $\underline{K}_0$ und $\underline{K}_1$ als Funktion der Eingangsspannung $|U_g|$ des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V, $2Q_L f / F_0 = 10^{-4}$;
a) $R = R_{opt}$, b) $R = 80 \Omega$.

a)



b)

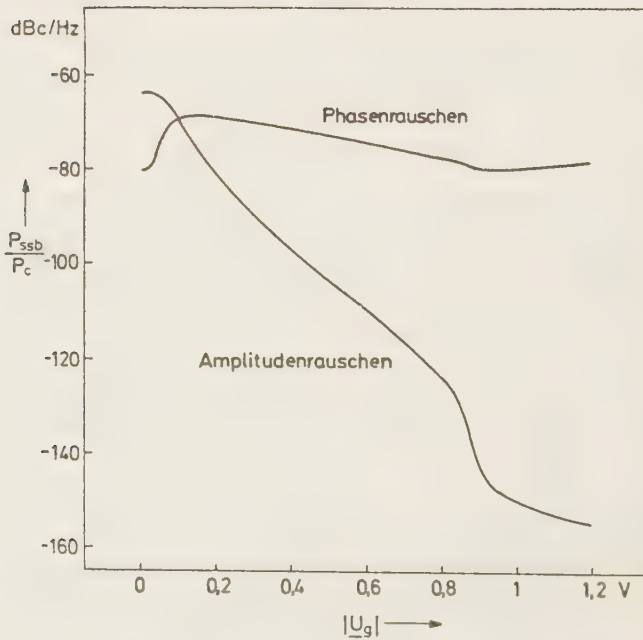


Bild 4.8. Amplituden- und Phasenrauschen als Funktion der Amplitude der Eingangsspannung $|U_g|$ des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V, $F_o = 10$ GHz, $f = 10$ kHz, $Q_L = 50$; a) $R = R_{opt}$, b) $R = 80 \Omega$.

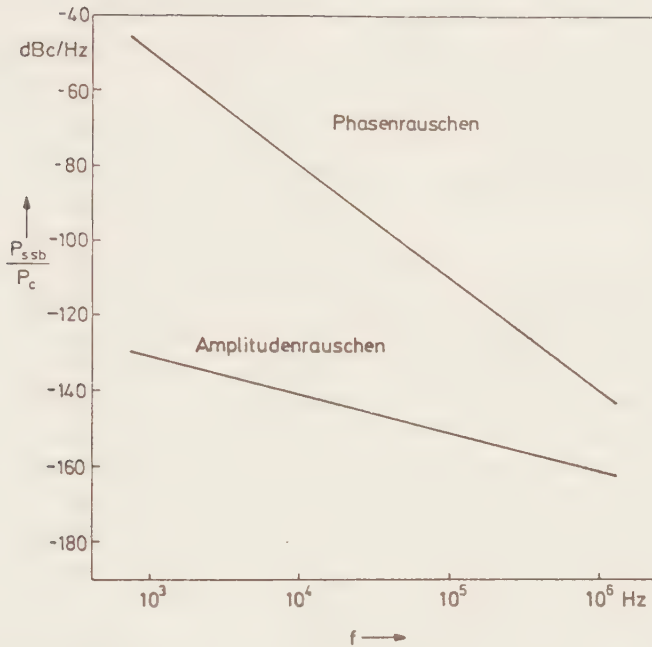


Bild 4.9. Amplituden- und Phasenrauschen als Funktion der Offsetfrequenz f ;
 $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V, $|U_g| = 0,9$ V, $R = 80$ Ω , $F_0 = 10$ GHz, $Q_L = 50$.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen numerischen Ergebnisse sind teilweise nur von theoretischer Bedeutung. In der Praxis ist es nicht möglich, den FET im quasilinearen Verstärkungsbereich als Oszillator zu betreiben. Da nach der Schwingbedingung (4.5) der Rückkopplungsfaktor mit der Spannungsverstärkung übereinstimmen muß, diese aber im linearen Bereich nur schwach aussteuerungsabhängig ist, führen bereits sehr geringe Änderungen der Schaltungsparameter dazu, daß die Schwingung entweder abreißt oder die Amplitude bis zum Einsetzen der Begrenzung anwächst. Anstelle der theoretischen Stabilitätsbedingung $f_{gn} > 0$ muß daher unter realistischen Voraussetzungen etwa $f_{gn} \geq 0,5$ für eine stabile Schwingung angesetzt werden. Für $R = R_{opt}$ folgt daraus $|U_g| \geq 0,2$ V, für $R = 80$ Ω $|U_g| \geq 0,9$ V. Abgesehen von Stabilitätsüberlegungen wird man in der Praxis auch im Hinblick auf Ausgangsleistung und Wirkungsgrad zu kleine Schwingamplituden vermeiden.

Bei Beschränkung auf die praktisch relevanten Werte von $|U_g|$ lassen sich die Ergebnisse folgendermaßen zusammenfassen:

- a) Die normierte Grenzfrequenz f_{gn} ist größenordnungsmäßig gleich Eins.
- b) Die Quotienten $\frac{M_{\alpha 0}}{M_{\alpha 1}}$ und $\frac{M_{\phi 0}}{M_{\phi 1}}$ der Modulationsfaktoren sind betragsmäßig kleiner als Eins.
- c) Die Konversionsfaktoren K_0 und K_1 sind vernachlässigbar.
- d) Amplituden- und Phasenrauschen hängen nur schwach von der Schwingamplitude ab.

Die Analyse des Oszillators mit Reflexionsresonator führte zu einigen wichtigen allgemeinen Erkenntnissen hinsichtlich des Rauschverhaltens von FET-Oszillatoren. Die Schaltung aus Bild 4.1 eignet sich jedoch weniger gut für eine experimentelle Überprüfung der quantitativen numerischen Resultate und damit der Gültigkeit des Modells. Zum einen wurde die Ersatzschaltung des Feldeffekttransistors gegenüber den Erfordernissen im Mikrowellenbereich zu stark vereinfacht. Darüber hinaus ist es in der Praxis schwierig, die Schwingfrequenz des Oszillators exakt auf die Resonanzfrequenz des Resonators abzustimmen. Da sich Betrag und Phase der Resonatorimpedanz in der Nähe der Resonanzfrequenz stark ändern, können bereits geringe Frequenzabweichungen zu relativ großen Unterschieden im Rauschverhalten führen. Eine in dieser Hinsicht besser geeignete Schaltung ist der im folgenden Abschnitt behandelte Verzögerungsleitungs-Oszillator.

4.2 FET-Oszillator mit Verzögerungsleitung

Bild 4.10 zeigt die Schaltung des Oszillators. Der Feldeffekttransistor bildet zusammen mit den beiden als verlustlos angenommenen Transformationsnetzwerken TR1 und TR2 einen Verstärker, der durch ein Rückkopplungsnetzwerk mit der Verzögerungsleitung zum Oszillator ergänzt wird. Im Rückkopplungsweg befinden sich neben der Verzögerungsleitung noch verschiedene weitere Komponenten. Mit Hilfe des variablen Phasenschiebers läßt sich die Schwingfrequenz innerhalb gewisser Grenzen beeinflussen; das veränderliche Dämpfungsglied dient zur Einstellung unterschiedlicher Schwingamplituden. Die Richtungsleitung bewirkt, daß die für den FET-Verstärker wirksamen Quell- und Lastimpedanzen aussteuerungsunabhängig den konstanten Wert $Z_0 = 50 \Omega$ aufweisen. Über den Richtkoppler wird ein Teil der Ausgangsleistung des Verstärkers dem äußeren Lastwiderstand zugeführt.

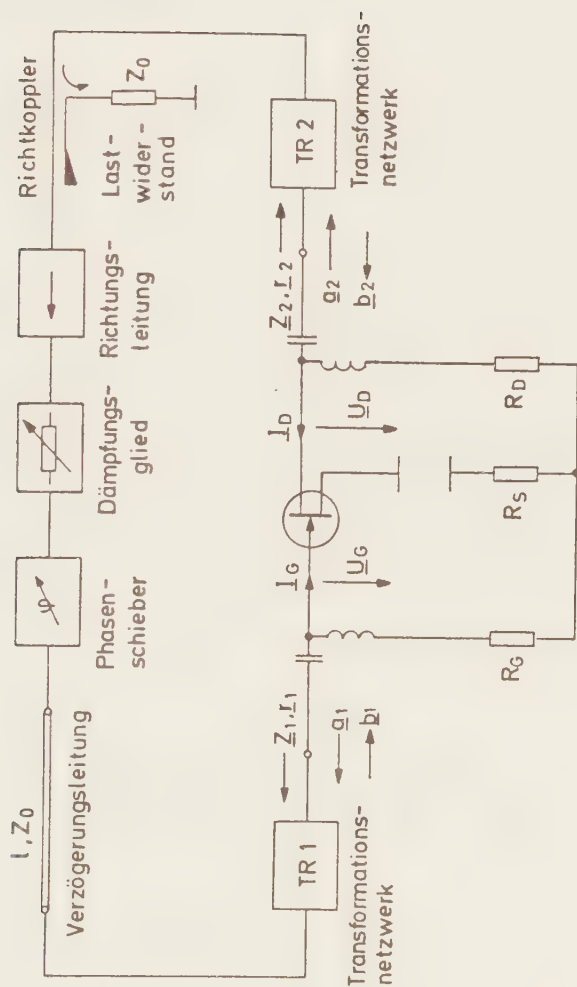


Bild 4.10. FET-Oszillator mit Verzögerungsleitung.

Die drei Widerstände R_G , R_D und R_S bilden die effektive niederfrequente Beschaltung des Transistors. Sie ergeben sich üblicherweise aus der Schaltung für die Gleichspannungsversorgung, eventuell in Verbindung mit weiteren Elementen zur Unterdrückung parasitärer Schwingungen. Die Niederfrequenzschaltung soll durch die beiden LC-Kombinationen vom hochfrequenten Teil des Oszillators ideal entkoppelt sein.

Die Schaltung im Bild 4.10 wird nachfolgend mit der allgemeinen Oszillatortheorie aus Abschnitt 3.1 untersucht. Für den FET wird dabei die vollständige Ersatzschaltung aus Bild 2.14 verwendet.

4.2.1 Schaltungsanalyse

Ausgangspunkt der Analyse ist die Festlegung von Werten für die Spannungen am inneren FET, d. h. für die Gleichspannungen U_g , U_d und die komplexen Wechselspannungsamplituden $\underline{U}_g$, $\underline{U}_d$ bei der gewünschten Schwingfrequenz F_o . Dies kann z. B. analog zu dem im Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Verfahren erfolgen. Mit den Spannungswerten und Modellparametern lassen sich dann alle Fourier-Koeffizienten der nichtlinearen Elemente berechnen. Über die Gln. (3.7) und (3.8) erhält man daraus die Ströme I_g und I_d . Anschließend können mit Hilfe der Gln. (2.81) bis (2.85) die Spannungen $\underline{U}_g$, $\underline{U}_d$ und Ströme $\underline{I}_g$, $\underline{I}_d$ an den äußeren Anschlüssen des FET bestimmt werden.

Durch Verluste in den parasitären Widerständen ist die vom FET abgegebene Hochfrequenzleistung

$$P_{out} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\underline{U}_d \underline{I}_d^*\} \quad (4.28)$$

kleiner als die Ausgangsleistung P des inneren FET. Im Gegensatz zum Beispiel im Abschnitt 4.1 benötigt der FET zur Aufrechterhaltung der Schwingung jetzt eine Eingangsleistung

$$P_{in} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\underline{U}_g \underline{I}_g^*\} \quad (4.29)$$

Effektiv wird vom Transistor somit die Leistung

$$\Delta P = P_{out} - P_{in} \quad (4.30)$$

erzeugt. Diese teilt sich auf zwischen dem äußeren Lastwiderstand und dem Rückkopplungsnetzwerk.

Aus $\underline{U}_D$ und $\underline{I}_D$ ergibt sich als notwendige Bedingung für die Lastimpedanz des FET:

$$\underline{Z}_2 = - \frac{\underline{U}_D}{\underline{I}_D} \quad . \quad (4.31)$$

Wählt man als Quellimpedanz des FET den Wert

$$\underline{Z}_1 = \left(\frac{\underline{U}_G}{\underline{I}_G} \right)^* \quad , \quad (4.32)$$

dann ist der Eingang des Verstärkers leistungsmäßig angepaßt. Prinzipiell sind auch andere Festlegungen für $\underline{Z}_1$ möglich; die dann am Verstärkereingang reflektierte Leistung wird im Rückkopplungsnetzwerk absorbiert.

Die Impedanzen $\underline{Z}_1$ und $\underline{Z}_2$ lassen sich gemäß

$$\underline{r}_i = \frac{\underline{Z}_i - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_i + \underline{Z}_0} \quad , \quad i = 1, 2 \quad (4.33)$$

in die entsprechenden Reflexionsfaktoren umrechnen.

Die gesamte hochfrequente Beschaltung des Transistors kann zu einem linearen Zweitor mit der Streumatrix ($\underline{S}$) zusammengefaßt werden. Für ($\underline{S}$) gilt aufgrund der entkoppelnden Wirkung der Richtungsleitung:

$$(\underline{S}) = \begin{pmatrix} \underline{r}_1 & \underline{t} \\ 0 & \underline{r}_2 \end{pmatrix} \quad , \quad (4.34)$$

mit $\underline{r}_1$ und $\underline{r}_2$ aus Gl. (4.33). Mit den im Bild 4.10 definierten Wellengrößen $\underline{a}_1$, $\underline{a}_2$ und $\underline{b}_1$ erhält man für den Transmissionsfaktor

$$\underline{t} = \frac{1}{\underline{a}_2} (\underline{b}_1 - \underline{r}_1 \underline{a}_1) \quad . \quad (4.35)$$

Die Wellengrößen lassen sich aus den Spannungen und Strömen an den Anschlüssen des FET berechnen:

$$\underline{a}_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\underline{U}_G}{\sqrt{\underline{Z}_0}} - \sqrt{\underline{Z}_0} \underline{I}_G \right\} \quad , \quad (4.36)$$

$$\underline{a}_2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\underline{U}_D}{\sqrt{\underline{Z}_0}} - \sqrt{\underline{Z}_0} \underline{I}_D \right\} \quad , \quad (4.37)$$

$$\underline{b}_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{U_G}{\sqrt{Z_0}} + \sqrt{Z_0} I_G \right\} \quad . \quad (4.38)$$

Daraus folgt als Bedingung für $\underline{t}$ bei der Schwingfrequenz Ω_0 :

$$\underline{t}(\Omega_0) = \frac{(1 - \underline{r}_1) \underline{U}_G + (1 + \underline{r}_1) Z_0 \underline{I}_G}{\underline{U}_D - Z_0 \underline{I}_D} \quad . \quad (4.39)$$

Die Beziehungen (4.31) und (4.39) sind äquivalent zu den allgemeinen Schwingbedingungen (3.10) und (3.11). Wie bereits erwähnt, kann Z_1 bzw. $\underline{r}_1$ im Prinzip beliebig gewählt werden. Es ist allerdings möglich, daß sich dann Kombinationen von $\underline{r}_1$, $\underline{r}_2$ und $\underline{t}$ ergeben, die mit einem rein passiven Rückkopplungsnetzwerk nicht zu realisieren sind. Diese Schwierigkeit wird durch Wahl von Z_1 gemäß Gl. (4.32) vermieden, sofern $\Delta P > 0$ gilt.

Durch die Größen $\underline{r}_1$, $\underline{r}_2$ und $\underline{t}$ sind die Eigenschaften des linearen Zweitores bei der Schwingfrequenz vollständig festgelegt. Die Reflexionsfaktoren $\underline{r}_1$ und $\underline{r}_2$ werden durch geeignete Dimensionierung der Transformationsnetzwerke TR1 und TR2 realisiert. Bei vorgegebenen Daten für die übrigen Komponenten läßt sich dann der erforderliche Wert von $\underline{t}$ mit Dämpfungsglied und Phasenschieber einstellen.

Zur Berechnung des Rauschverhaltens muß auch die Frequenzabhängigkeit des linearen Zweitores bekannt sein. Unter der Voraussetzung, daß alle Komponenten der Schaltung hinreichend breitbandig sind, wird der Frequenzgang näherungsweise nur durch die Verzögerungsleitung bestimmt. Die Reflexionsfaktoren $\underline{r}_1$ und $\underline{r}_2$ können dann als frequenzunabhängig betrachtet werden; beim Transmissionsfaktor $\underline{t}$ ändert sich nur die Phase. Mit l als elektrischer Länge der Verzögerungsleitung und c als Lichtgeschwindigkeit gilt bei den Seitenbandfrequenzen $\Omega_0 \pm \omega$:

$$\underline{t}(\Omega_0 \pm \omega) = \underline{t}(\Omega_0) \exp(\mp j \omega l / c) \quad . \quad (4.40)$$

Durch diese einfache und gut definierte Frequenzabhängigkeit treten die am Ende von Abschnitt 4.1.2 geschilderten praktischen Probleme hier nicht auf. Der Verzögerungsleitungs-Oszillator nach Bild 4.10 ist daher für eine experimentelle Überprüfung der theoretischen Ergebnisse besonders geeignet.

In der Praxis darf die Bandbreite des FET-Verstärkers allerdings bestimmte Grenzen nicht überschreiten. Grundsätzlich ist ein Verzögerungsleitungs-

Oszillator bei einer Vielzahl von Frequenzen schwingfähig, die im näherungsweise konstanten Abstand von $\Delta F = c/l$ aufeinanderfolgen. Damit der Oszillator nur auf der gewünschten Frequenz F_0 schwingt, muß durch entsprechende Dimensionierung der Transformationsnetzwerke sichergestellt werden, daß die Verstärkung bei den Frequenzen $F_0 \pm \Delta F$ bereits so weit abgenommen hat, daß dort keine Selbsterregung auftritt.

Die Streumatrix ($\underline{S}$) des linearen Zweitores läßt sich in die äquivalente Leitwertmatrix

$$(\underline{Y}) = \frac{1/Z_0}{1 + r_1 + r_2 + r_1 r_2} \begin{pmatrix} 1 - r_1 + r_2 - r_1 r_2 & -2t \\ 0 & 1 + r_1 - r_2 - r_1 r_2 \end{pmatrix} \quad (4.41)$$

umrechnen. Durch Einbeziehung der linearen Elemente des FET-Ersatzschaltbildes erhält man dann für das lineare Netzwerk des allgemeinen Oszillatormodells aus Bild 3.1 die Leitwertmatrix

$$(\underline{Y}') = \left\{ \{(\underline{Y}) + (\underline{Y}_c)\}^{-1} + (\underline{Z}) \right\}^{-1} + (\underline{Y}_{ci}) \quad , \quad (4.42)$$

mit den Matrizen $(\underline{Y}_{ci})$, $(\underline{Z})$ und $(\underline{Y}_c)$ aus den Gl.n. (2.83) bis (2.85). Die mit Gl. (3.9) definierte Kettenmatrix ($\underline{K}$) ergibt sich schließlich zu

$$(\underline{K}) = -\frac{1}{\underline{Y}_{12}} \begin{pmatrix} \underline{Y}'_{11} & 1 \\ \underline{Y}'_{11}\underline{Y}'_{22} - \underline{Y}'_{12}\underline{Y}'_{21} & \underline{Y}'_{22} \end{pmatrix} \quad . \quad (4.43)$$

In Verbindung mit Gl. (4.40) können so die Elemente $\underline{K}_{ij1}$ und $\underline{K}_{iju}$, $i, j = 1, 2$, der Kettenmatrix bei den Seitenbandfrequenzen bestimmt werden.

Zur Berechnung der Matrixelemente $\underline{K}_{ijb}$ im Basisband wird die Gleichstrom-Ersatzschaltung des FET aus Bild 2.13 verwendet, lediglich ergänzt durch den Widerstand R_g des Hochfrequenz-Modells. Zusammen mit den Widerständen R_G , R_D und R_S aus Bild 4.10 erhält man dann die reellen Größen

$$K_{11b} = 1 + \frac{R_{do} + R_D}{R_{so} + R_S} \quad , \quad (4.44)$$

$$K_{12b} = R_g + R_G + (R_{do} + R_D) \left(1 + \frac{R_g + R_G}{R_{so} + R_S} \right) \quad , \quad (4.45)$$

$$K_{21b} = \frac{1}{R_{so} + R_S} \quad (4.46)$$

$$K_{22b} = 1 + \frac{R_g + R_G}{R_{so} + R_S} \quad (4.47)$$

Damit sind sämtliche Koeffizienten der Gln. (3.27) bis (3.30) bekannt. Das Gleichungssystem läßt sich nun numerisch lösen, wobei zweckmäßigerweise zunächst $E_{no} = 1$, $E_{n1} = 0$ und dann $E_{no} = 0$, $E_{n1} = 1$ gesetzt wird. Aus den so ermittelten normierten Seitenbandamplituden der Spannungen und Ströme am inneren FET werden anschließend analog zu den Gln. (2.81) und (2.82) die entsprechenden Größen für die äußeren FET-Anschlüsse berechnet. Unter der Voraussetzung, daß die Frequenzabhängigkeit des Transformationsnetzwerkes TR2 und des Richtkopplers vernachlässigt werden kann, tritt zwischen dem Ausgang des FET und dem äußeren Lastwiderstand keine Änderung der Amplituden- und Phasenschwankungen auf. Setzt man daher die Seitenbandamplituden z. B. von $\underline{U}_D$ in Gl. (3.18) ein, so erhält man für $E_{no} = 1$, $E_{n1} = 0$ direkt die Funktionen $\underline{N}_{\alpha o}$, $\underline{N}_{\phi o}$ und für $E_{no} = 0$, $E_{n1} = 1$ die Funktionen $\underline{N}_{\alpha 1}$, $\underline{N}_{\phi 1}$ aus den Gln. (3.35) und (3.36). Mit den Beziehungen (3.37) bis (3.39) sowie Gl. (2.64) für das Rauschspektrum W_e ergeben sich schließlich die Größen $(P_{ssb}/P_c)_\alpha$ für das Amplitudenrauschen und $(P_{ssb}/P_c)_\phi$ für das Phasenrauschen.

4.2.2 Numerische Ergebnisse

Wie im Abschnitt 4.2.1 beschrieben, wurden die Eigenschaften des Verzögerungs-Teilungs-Oszillators mit Hilfe eines Rechnerprogrammes quantitativ ermittelt. Für die Parameter des vollständigen FET-Modells wurden die Standardwerte aus Tabelle 2.1 verwendet. Bei den Berechnungen ist von denselben Spannungen am inneren FET wie beim Reflexionsresonator-Oszillator ausgegangen worden, d. h. neben den Gleichspannungen $U_g = -0,3 \text{ V}$ und $U_d = 3 \text{ V}$ wurden auch die dort für $R = R_{opt}$ und $R = 80 \Omega$ bestimmten Werte der Ausgangsspannung $|U_d|$ als Funktion von $|U_g|$ übernommen. Wegen $\tau \neq 0$ sind die beiden Wechselspannungen jedoch nicht mehr exakt gegenphasig. Bei $F_0 = 10 \text{ GHz}$ führt die Zeitverzögerung $\tau = 8 \text{ ps}$ zu einer Phasenänderung von $28,3^\circ$. Es wurde deshalb mit $\phi_g = 0$ und $\phi_d = 151,2^\circ$ gerechnet. Wegen $c_g \neq 0$ ist R jetzt streng genommen nicht mehr der Belastungswiderstand des gesamten inneren FET.

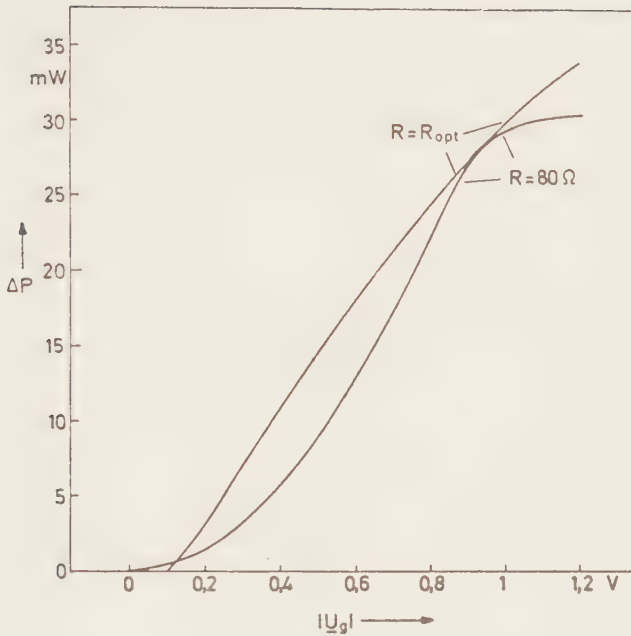
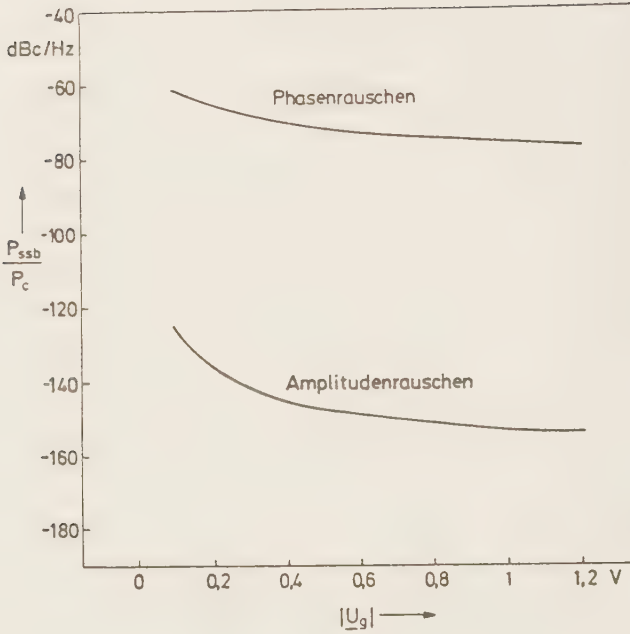


Bild 4.11. Effektiv erzeugte Hochfrequenzleistung ΔP als Funktion der Amplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V.

Für $R = R_{opt}$ und $R = 80 \Omega$ zeigt Bild 4.11 die vom FET erzeugte Hochfrequenzleistung ΔP als Funktion der Aussteuerung. Die beiden Kurven sind denen im Bild 4.4 sehr ähnlich, wenn auch durch die bereits erwähnten Verluste die Leistungen jetzt kleiner sind. Ein geringfügiger Unterschied tritt allerdings bei $R = R_{opt}$ auf. Für $|U_g| < 0,1$ V wird die Leistung ΔP negativ. Ursache hierfür sind die hohen Werte von R_{opt} bei kleinen Aussteuerungen (vgl. Bild 4.2), die zu einer Stromverteilung im FET mit $P_{out} < P_{in}$ führen.

Bei der Berechnung des Rauschverhaltens wurde für $R = R_{opt}$ der Reflexionsfaktor r_1 mit Gl. (4.32) und (4.33) aussteuerungsabhängig jeweils optimiert, bei $R = 80 \Omega$ dagegen der für $|U_g| = 0,9$ V günstigste Wert $r_1 = 0,573 \cdot \exp(-j104,2^\circ)$ auch bei allen anderen Aussteuerungen verwendet. Diese Festlegung von r_1 bei $R = 80 \Omega$ führt allerdings nur zu unwesentlichen Änderungen der Oszillatoreigenschaften, da die Eingangsimpedanz des FET und damit Z_1 aus Gl. (4.32) nur schwach von der Aussteuerung abhängt, sofern R konstant bleibt. Als niederfrequente Beschaltung wurde $R_G = R_D = R_S = 0$ angenommen und für die elektrische

a)



b)

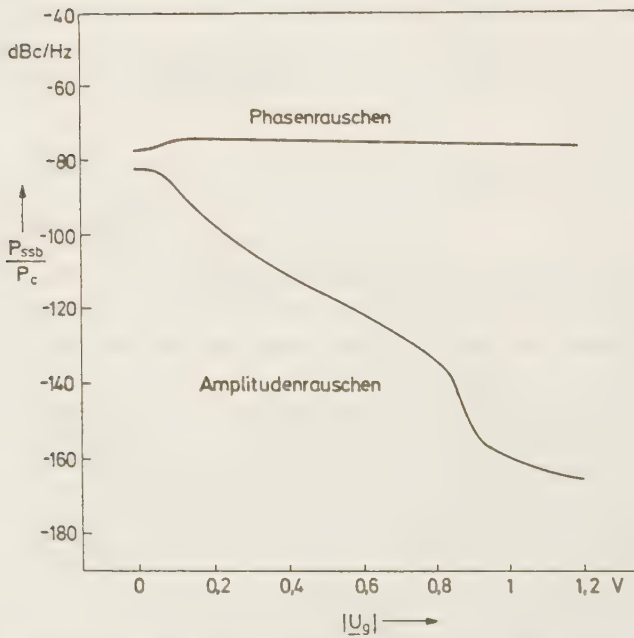


Bild 4.12. Amplituden- und Phasenrauschen als Funktion der Amplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V, $F_o = 10$ GHz, $f = 10$ kHz, $l = 1$ m; a) $R = R_{opt}$, b) $R = 80 \Omega$.

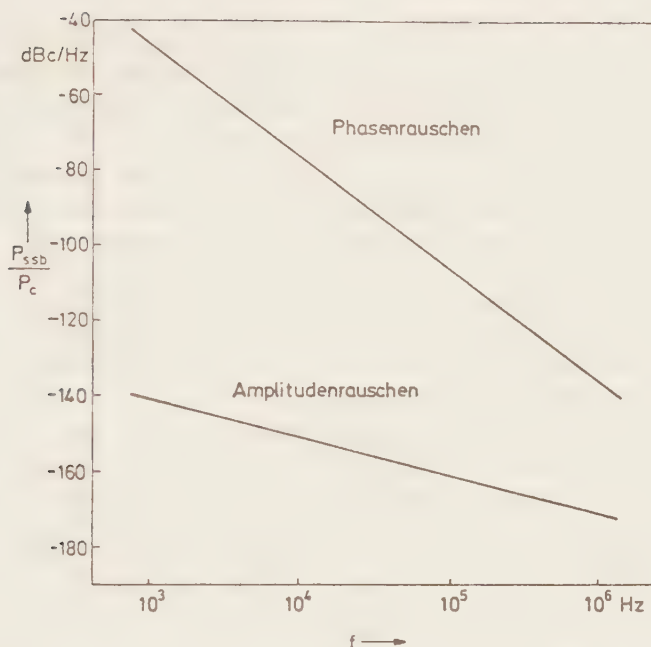


Bild 4.13. Amplituden- und Phasenrauschen als Funktion der Offsetfrequenz f ;

$$U_g = -0,8 \text{ V}, U_d = 3 \text{ V}, |U_g| = 0,9 \text{ V}, R = 80 \text{ } \Omega, F_0 = 10 \text{ GHz}, l = 1 \text{ m}.$$

Länge der Verzögerungsleitung der Wert $l = 1 \text{ m}$ gewählt. Die angegebenen Rauschspektren gelten wiederum für den Korrelationskoeffizienten $c = 0,5$.

Der für die Offsetfrequenz $f = 10 \text{ kHz}$ berechnete Verlauf des Amplituden- und Phasenrauschens als Funktion der Eingangsspannung $|U_g|$ ist im Bild 4.12 dargestellt. Ein Vergleich mit Bild 4.8 zeigt, daß die Kurven des Amplitudenrauschens nahezu dieselbe Form haben wie beim Oszillator mit Reflexionsresonator. Auch beim Phasenrauschen treten nur geringfügige Unterschiede auf. Für $R = R_{\text{opt}}$ nehmen die Phasenschwankungen bei kleinen Aussteuerungen leicht zu, bei $R = 80 \text{ } \Omega$ sind sie fast konstant.

Analog zu Bild 4.9 zeigt Bild 4.13 für $|U_g| = 0,9 \text{ V}$ und $R = 80 \text{ } \Omega$ das Amplituden- und Phasenrauschen in Abhängigkeit von der Offsetfrequenz. Die Kurven fallen wiederum mit 10 dB/Dekade bzw. 30 dB/Dekade.

Im Rahmen der vereinfachten Theorie aus Abschnitt 3.2 hängt das Phasenrauschen des Verzögerungsleitungs-Oszillators in derselben Weise von der Länge l ab

wie beim Reflexionsresonator-Oszillator von der Güte Q_L . Daher sollte beispielsweise eine Verdopplung der Länge auf $l=2$ m bei unveränderter Dämpfung zu einer Reduzierung von $(P_{ssb}/P_c)_\phi$ um 6 dB führen (vgl. Gl. (4.19)). Numerisch ergab sich ein Wert von 5,9 dB, wobei die Differenz von 0,1 dB darauf zurückzuführen ist, daß die Frequenzabhängigkeit des linearen Netzwerkes nicht ausschließlich durch die Verzögerungsleitung, sondern auch durch die Elemente des Transistor-Ersatzschaltbildes nach Bild 2.14 bestimmt wird.

Unter Verwendung des Rechnerprogrammes kann der Einfluß sämtlicher Schaltungs- und Modellparameter auf das Rauschverhalten des Oszillators quantitativ untersucht werden. Von besonderem Interesse ist auch hier die Frage, welche Funktion die verschiedenen nichtlinearen Elemente des inneren FET bei der Entstehung der Amplituden- und Phasenschwankungen haben. Der Beitrag jeder einzelnen Nichtlinearität läßt sich im Prinzip dadurch ermitteln, daß man bei den numerischen Berechnungen alle übrigen Elemente als lineare Größen behandelt, indem von den entsprechenden Fourier-Koeffizienten nur die Mittelwerte (N_0 , G_{m0} , C_{g0} usw.) berücksichtigt werden. In dieser Form hat das Verfahren allerdings den Nachteil, daß durch Nullsetzen von G_{m2} , G_{d2} , C_{g2} oder C_{d2} wegen Gl. (3.7) und (3.8) auch die Stromverteilung bei der Schwingfrequenz Ω_0 beeinflusst wird. Änderungen beim Rauschen können dann nicht eindeutig einer bestimmten Ursache zugeordnet werden. Dieses Problem tritt nicht auf, wenn jeweils nur die Fourier-Koeffizienten der Grundschiwingung (N_1 , G_{m1} , C_{g1} usw.) vernachlässigt werden, die ohnehin für das Rauschverhalten die größere Bedeutung haben.

Auf diese Weise wurden die Rauschmechanismen des Oszillators für $|U_g| = 0,9$ V und $R = 80 \Omega$ näher untersucht. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt. In der ersten Spalte sind die bei der Rauschanalyse berücksichtigten nichtlinearen Elemente aufgeführt; die beiden anderen Spalten zeigen die resultierenden Änderungen von $(P_{ssb}/P_c)_\alpha$ und $(P_{ssb}/P_c)_\phi$, bezogen jeweils auf die mit allen Nichtlinearitäten berechneten Spektren aus Bild 4.13. Da sich bei vektorieller Addition der verschiedenen Beiträge zum Gesamtrauschen einzelne Komponenten teilweise kompensieren, treten in der Tabelle auch Abweichungen mit positivem Vorzeichen auf.

Aus den Ergebnissen folgt, daß die Drain-Gate-Kapazität C_d für das Rauschverhalten so gut wie keine Rolle spielt. Auch der Ausgangsleitwert g_d hat nur einen geringen Einfluß und ist insbesondere beim Phasenrauschen praktisch vernachlässigbar. Die Phasenschwankungen werden fast ausschließlich durch

Tabelle 4.1. Einfluß der verschiedenen nichtlinearen Elemente des inneren FET auf das Rauschverhalten des Oszillators mit Verzögerungsleitung;

$U_g = -0,8 \text{ V}$, $U_d = 3 \text{ V}$, $|U_g| = 0,9 \text{ V}$, $R = 80 \text{ } \Omega$, $F_o = 10 \text{ GHz}$, $l = 1 \text{ m}$.

berücksichtigte nichtlineare Elemente	relative Änderung von P_{ssb}/P_c in dB	
	Amplitudenrauschen	Phasenrauschen
$n \cdot g_m \cdot g_d \cdot c_g \cdot c_d$	± 0	± 0
n	+1,17	+1,05
g_m	+0,97	-24,41
g_d	-17,05	-42,43
$g_m \cdot g_d$	+0,03	-25,35
$n \cdot g_m \cdot g_d$	+0,72	+0,85
c_g	-7,60	-11,20
c_d	-22,89	-30,62
$c_g \cdot c_d$	-6,22	-10,32
$n \cdot c_g \cdot c_d$	+3,24	+0,10

die Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors n und, in einem geringeren Maße, durch die Gate-Source-Kapazität c_g bestimmt. Dies deckt sich mit den Resultaten für den Reflexionsresonator-Oszillator. Beim Amplitudenrauschen ergeben sich dagegen einige Unterschiede. Der Rauschfaktor n und die Steilheit g_m liefern fast gleich große Beiträge; daneben ist aber auch der Anteil von c_g nicht zu vernachlässigen. Die Ergebnisse lassen sich so interpretieren, daß eine Konversion von Phasen- in Amplitudenschwankungen auftritt, welche einerseits den Beitrag von c_g verursacht, darüber hinaus aber auch zu einer Reduzierung der Komponente von n führt. Hierdurch vergrößert sich der relative Einfluß von g_m , da der absolute Beitrag der Steilheit nahezu konstant bleibt. Durch teilweise Kompensation ergibt sich insgesamt ein geringeres Amplitudenrauschen als beim Reflexionsresonator-Oszillator, wie ein Vergleich der Bilder 4.9 und 4.13 zeigt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß für die Umsetzung des $1/f$ -Rauschens in Amplituden- und Phasenschwankungen in erster Linie die Nichtlinearitäten des Rauschfaktors n , der Gate-Source-Kapazität c_g und der Steilheit g_m verantwortlich sind. Dabei wird das Phasenrauschen hauptsächlich durch n und c_g bestimmt, während das Amplitudenrauschen in relativ komplizierter Weise von allen drei nichtlinearen Elementen abhängt. Allgemein ist davon auszugehen, daß die genauen quantitativen Relationen zwischen den einzelnen Beiträgen auch durch die Wahl von Arbeitspunkt und Aussteuerung sowie durch die übrigen Schaltungs- und Modellparameter beeinflußt werden.

5. Untersuchungen an praktischen Schaltungen

In diesem Abschnitt werden Untersuchungen an praktischen Verstärkern und Oszillatoren mit GaAs-Feldeffekttransistoren beschrieben und die Ergebnisse von Messungen mit den Resultaten entsprechender numerischer Berechnungen verglichen. Die Verstärker-Untersuchungen dienen primär zur Überprüfung des Großsignalmodells für den Transistor.

5.1 Untersuchungen an FET-Verstärkern

Bild 5.1 zeigt die Prinzipschaltung eines FET-Verstärkers. Die Gleichstrombeschaltung mit den Widerständen R_{Go} , R_{Do} , R_{So} und der Spannungsquelle U_0 soll durch die beiden LC-Kombinationen ideal vom Hochfrequenzteil entkoppelt sein. Die negative Gatevorspannung zur Festlegung des Arbeitspunktes wird durch den Spannungsabfall am Sourcewiderstand R_{So} erzeugt. Die sinusförmige hochfrequente Aussteuerung erfolgt durch eine Quelle mit der Impedanz Z_1 und der Leerlaufspannung $\underline{U}_1$. Die Ausgangsleistung P_{out} des FET wird an die Lastimpedanz Z_2 abgegeben. In der Praxis werden die Impedanzen Z_1 und Z_2 durch geeignete Transformationsnetzwerke wie im Bild 4.10 realisiert. Mit P_{out} und der verfügbaren Quellenleistung

$$P_{av} = \frac{|\underline{U}_1|^2}{8 \operatorname{Re}\{Z_1\}} \quad (5.1)$$

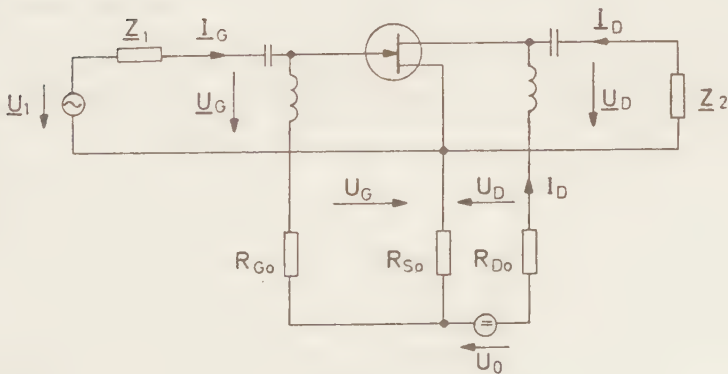


Bild 5.1. Prinzipschaltung eines FET-Verstärkers.

ist die Leistungsverstärkung des FET durch

$$G = \frac{P_{out}}{P_{av}} \quad (5.2)$$

definiert. Durch die nichtlineare Begrenzung der Strom- und Spannungsamplituden am inneren FET nimmt G mit wachsenden Werten von P_{av} ab. Da sich P_{av} und G sehr genau messen lassen, ist diese Verstärkungskompression ein geeigneter Effekt zur experimentellen Überprüfung der Gültigkeit des FET-Modells.

5.1.1 Numerische Simulation

Wie zu Beginn von Abschnitt 4.2.1 beschrieben, läßt sich die Ausgangsleistung P_{out} direkt berechnen, wenn die Spannungen am inneren FET bekannt sind. Das zentrale Problem bei der numerischen Simulation des FET-Verstärkers besteht also darin, bei vorgegebener äußerer Beschaltung die Werte der Gleichspannungen U_g , U_d und der Wechselspannungen $\underline{U}_g$, $\underline{U}_d$ zu bestimmen.

Hierfür kann ein ähnlicher Ansatz wie bei der allgemeinen Rauschanalyse im Abschnitt 3.1.2 verwendet werden. Der Zusammenhang zwischen den Spannungen U_g , U_d , $\underline{U}_g$, $\underline{U}_d$ und den entsprechenden Strömen läßt sich einerseits über das nichtlineare Modell des inneren FET beschreiben. So erhält man die Stromamplituden $\underline{I}_g$, $\underline{I}_d$ aus den Beziehungen (3.7) und (3.8), den Gleichstrom I_d durch Mittelung des im Abschnitt 2.2 definierten Stromes $i'_d(t)$ über eine Periode des Hochfrequenzsignals. Andererseits sind die Ströme und Spannungen auch über den linearen Teil der FET-Ersatzschaltung (Bilder 2.13 und 2.14) und die äußere Beschaltung (Bild 5.1) miteinander verknüpft. Bei den Amplituden der Hochfrequenzsignale ist dieser Zusammenhang durch die Gln. (2.81) und (2.82) sowie durch

$$\underline{U}_G = \underline{U}_1 - \underline{Z}_1 \underline{I}_G \quad , \quad (5.3)$$

$$\underline{U}_D = - \underline{Z}_2 \underline{I}_D \quad (5.4)$$

gegeben. Für U_g , U_d und I_d gilt

$$U_g = - (R_{so} + R_{So}) I_d \quad , \quad (5.5)$$

$$U_d = U_o - (R_{do} + R_{Do} + R_{so} + R_{So}) I_d \quad . \quad (5.6)$$

Tabelle 5.1. Daten verschiedener FET-Verstärker für $F=10$ GHz.

Verstärker	I	II	III
FET Nr.	2	2	4
$R_{Go}/k\Omega$	1	1	1
R_{Do}/Ω	20	20	20
R_{So}/Ω	24	24	29
U_o/V	4,3	4,3	4,5
$ r_1 $	0	0,627	0,617
$\arg r_1$	-	-99°	-96°
$ r_2 $	0	0,518	0,183
$\arg r_2$	-	165°	-131°
G_{max}/dB	4,3	7,1	6,6

Insgesamt erhält man so wiederum ein System von Gleichungen, mit dem die gesuchten Spannungen bestimmt werden können ("harmonic balance"-Verfahren, /70/). Allerdings ist das Gleichungssystem nun nichtlinear, was zu einem erheblich höheren numerischen Aufwand bei der Lösung führt, insbesondere weil die Fourier-Koeffizienten bei jedem Iterationsschritt neu berechnet werden müssen.

Die Abhängigkeit der Leistungsverstärkung G von der verfügbaren Quellenleistung P_{av} wurde für drei verschiedene FET-Verstärker bei einer Frequenz von 10 GHz untersucht. Die verwendeten Transistoren (vgl. Tabelle 2.1) sowie die Daten der Schaltung können der Tabelle 5.1 entnommen werden. Die Gleichstrombeschaltung wurde jeweils so dimensioniert, daß sich ohne Aussteuerung ein Arbeitspunkt mit $U_D=3$ V und $I_D=30$ mA einstellte. Bei Großsignalaussteuerung können sich diese Werte geringfügig ändern. Anstelle der Impedanzen Z_1 und Z_2 sind die entsprechenden Reflexionsfaktoren r_1 und r_2 nach Gl. (4.33) angegeben. Die Werte der maximalen Verstärkung G_{max} wurden für Kleinsignalaussteuerung ($P_{av}=-20$ dBm) berechnet.

Beim Verstärker I ist $r_1 = r_2 = 0$ und damit $Z_1 = Z_2 = Z_0 = 50 \Omega$; der FET wird also ohne Transformationsnetzwerke betrieben. Die maximale Verstärkung ist in diesem Fall identisch mit dem Betragsquadrat des Streuparameters S_{21} . Verstärker II wurde für maximale Kleinsignalverstärkung dimensioniert. Die zugehörigen Werte von r_1 und r_2 können aus den Streuparametern des FET berechnet werden, ebenso die resultierende Verstärkung, z. B. /71/. Mit $G_{\max} = 7,1 \text{ dB}$ ergab sich dasselbe Ergebnis wie bei der numerischen Simulation. Beim Verstärker III wurde mit FET Nr. 4 der Transistor mit den besten Verstärkungseigenschaften verwendet. Die Schaltung stellt einen Kompromiß zwischen den gegensätzlichen Forderungen nach hoher Kleinsignal- und hoher Großsignalverstärkung dar und wurde rechnergestützt optimiert.

Die Resultate der numerischen Berechnungen werden zusammen mit den Meßergebnissen im Abschnitt 5.1.4 beschrieben.

5.1.2 Konstruktiver Aufbau der Verstärker

Die FET-Verstärker wurden als integrierte Mikrowellenschaltungen (MICs) in Microstriptechnik realisiert. Die Elemente des Eingangs- und Ausgangskreises sind jeweils auf getrennten Substraten aus Aluminiumoxidkeramik mit den Abmessungen $25,4 \text{ mm} \times 25,4 \text{ mm} \times 0,635 \text{ mm}$ zusammengefaßt. Auf jedem Substrat befindet sich ein Transformationsnetzwerk (Ausnahme: Verstärker I) und ein Tiefpaßfilter zur Zuführung der Gleichspannung für Gate bzw. Drain. Die beiden Substrate und der Transistor wurden in eine Testfassung eingebaut, die mit coaxialen SMA-Buchsen für die Mikrowellensignale sowie zusätzlichen Siebelementen und Lötanschlüssen für die Gleichspannungen versehen ist. Die im Bild 5.1 eingezeichneten Trennkondensatoren wurden nicht in die Schaltungen integriert. Falls notwendig, wurden statt dessen externe DC-Blocks in SMA-Technik verwendet.

Die Transformationsnetzwerke, die den Wellenwiderstand $Z_L = Z_0 = 50 \Omega$ der Zuleitungen in die jeweils erforderlichen Werte von Z_1 und Z_2 transformieren, bestehen aus einem $\lambda/4$ -Transformator und einer 50Ω -Leitung definierter Länge. Die exakte Dimensionierung dieser Elemente ist relativ schwierig, da die genaue Berechnung der Kenngrößen der Microstripleitung sehr aufwendig ist und darüber hinaus noch parasitäre Effekte an Leitungsdiskontinuitäten zu berücksichtigen sind. Dies gilt auch für die Tiefpaßfilter, die aus

mehreren Leitungsstücken mit abwechselnd hohem und niedrigem Wellenwiderstand bestehen. Die Filter müssen so ausgelegt werden, daß sie möglichst keine Störungen für die Mikrowellensignale darstellen. Die Abmessungen aller Microstrip-Komponenten wurden daher mit Hilfe eines Rechnerprogrammes optimiert. Einzelheiten hierzu sind im Anhang angegeben.

Auch bei exakter Dimensionierung der Transformationsnetzwerke und Tiefpaßfilter werden die Impedanzen Z_1 und Z_2 in der Praxis gewisse Abweichungen von den theoretischen Werten aufweisen. Diese Differenzen sind auf verschiedene Ursachen zurückzuführen, z. B. die fertigungsbedingte Streuung der Substrateigenschaften, ferner Abstrahlungseffekte sowie die nicht idealen Koax-Microstrip-Übergänge. Messungen ergaben für einen einzelnen Übergang eine Reflexionsdämpfung von 22 dB bei 10 GHz, was einem Reflexionsfaktor von 0,08 entspricht.

5.1.3 Messung der Leistungsverstärkung

Die Leistungsverstärkung der FET-Verstärker wurde mit dem im Bild 5.2 skizzierten Meßsystem ermittelt. Der Meßsender (HP 8690B/8694B) wird bei der Meßfrequenz von 10 GHz auf maximale Ausgangsleistung eingestellt. In der 0 dB-Stellung des variablen Hohlleitungsdämpfungsgliedes (HP X382A) stand am Punkt 1 der Schaltung eine maximale Leistung von 15,9 dBm zur Verfügung. Mit dem geeichten Dämpfungsglied läßt sich dieser Wert in definierter Weise stufenlos reduzieren. Das koaxiale Festdämpfungsglied erwies sich als notwendig, um Schwingungen des Verstärkers bei einigen hundert MHz zu unter-

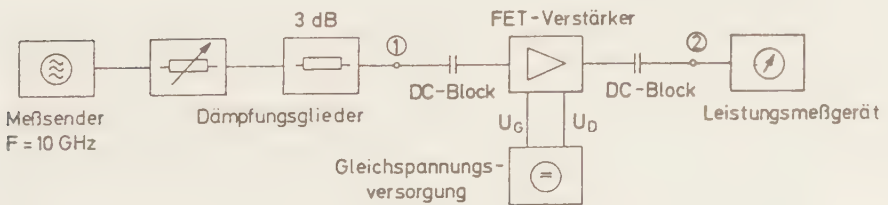


Bild 5.2. Schaltung zur Messung der Leistungsverstärkung der FET-Verstärker.

drücken, die durch die bei diesen Frequenzen reine Blindimpedanz der Hohlleitung und hohe Verstärkung des FET entstehen können. Der Sensor (HP 8481A) des Leistungsmeßgerätes (HP 436A) ist mit einem Thermoelement ausgerüstet.

Bei der Bestimmung von P_{av} und P_{out} aus den Leistungen an den Punkten 1 und 2 müssen noch die Verluste zwischen diesen Punkten und den Anschlüssen des Transistors berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck wurde der Verstärker durch eine ähnliche Testfassung mit einer durchgehenden 50,8 mm langen 50 Ω -Microstripleitung ersetzt und mit derselben Meßanordnung die Dämpfung zwischen den Punkten 1 und 2 ermittelt. Aus dem Resultat von 0,9 dB folgt näherungsweise für den Verstärker eine Dämpfung von jeweils 0,45 dB zwischen dem FET und den Punkten 1 und 2. Mit den entsprechend korrigierten Leistungsmeßwerten wurde dann gemäß Gl. (5.2) die Verstärkung berechnet.

5.1.4 Ergebnisse

Die Bilder 5.3 bis 5.5 zeigen die Leistungsverstärkung G der drei FET-Verstärker als Funktion der verfügbaren Quellenleistung P_{av} . Neben den Meßwerten sind auch die Ergebnisse der numerischen Simulationen angegeben. Im linearen Bereich verlaufen die Kurven horizontal, nach Einsatz der Begrenzung fällt die Verstärkung mehr oder weniger steil ab. Generell beginnt die Verstärkungskompression um so früher, je höher die Kleinsignalverstärkung ist.

Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung ist überwiegend gut. Unterschiede sind im linearen Bereich hauptsächlich auf die im Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Ungenauigkeiten bei der praktischen Realisierung der Schaltungen zurückzuführen. Dies wird durch die sehr gute Übereinstimmung beim Verstärker I, der keine Transformationsnetzwerke enthält, deutlich. Im Begrenzungsbereich sind die Abweichungen im allgemeinen etwas größer; sie nehmen bei stärkerer Kompression zu. Generell zeigen die berechneten Kurven einen steileren Abfall als die Meßwerte. Die wahrscheinlichste Ursache hierfür ist die Vernachlässigung der Oberwellen der Spannung $u_d(t)$ am Ausgang des inneren FET. Durch die Nichtlinearitäten des Transistors können die Momentanwerte von $u_d(t)$ bestimmte Grenzen nicht überschreiten. Bei einer sinusförmigen Zeitabhängigkeit von u_d resultiert daraus direkt ein Maximalwert für die Amplitude. Werden auch Oberwellen berücksichtigt, dann ist bei unver-

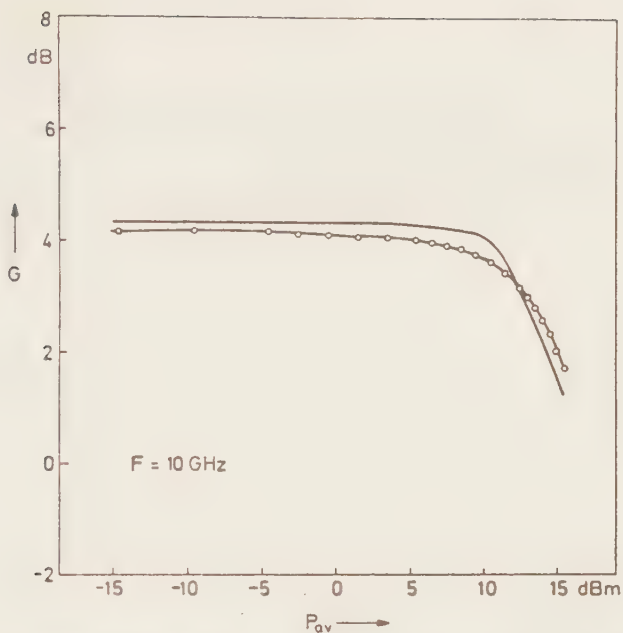


Bild 5.3. Leistungsverstärkung G von Verstärker I als Funktion der verfügbaren Quellenleistung P_{av} ; berechneter (—) und gemessener Verlauf (—o—).

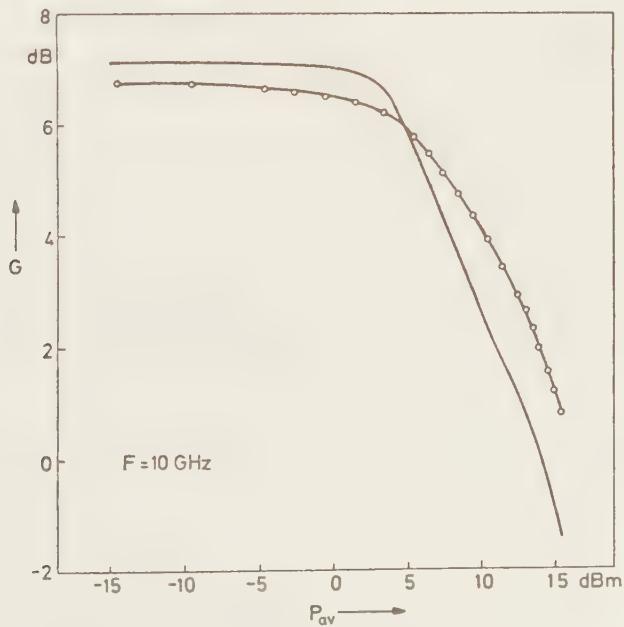


Bild 5.4. Leistungsverstärkung G von Verstärker II als Funktion der verfügbaren Quellenleistung P_{av} ; berechneter (—) und gemessener Verlauf (—o—).

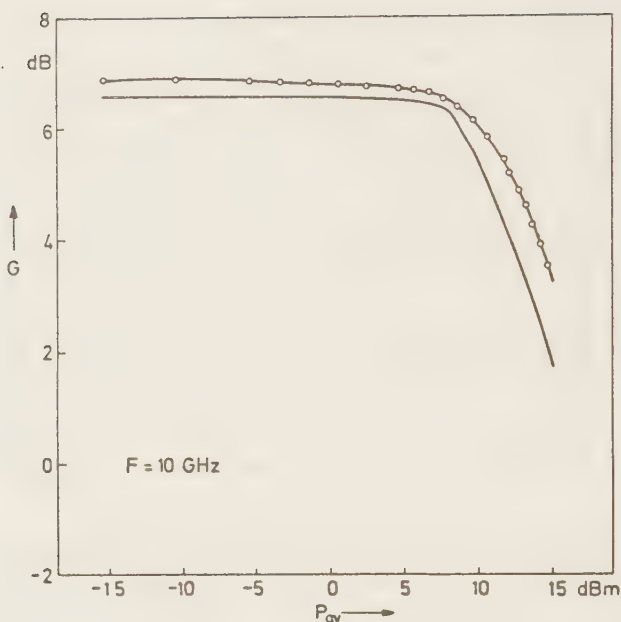


Bild 5.5. Leistungsverstärkung G von Verstärker III als Funktion der verfügbaren Quellenleistung P_{av} ; berechneter (—) und gemessener Verlauf (—o—).

änderten Grenzen für die Momentanwerte eine größere Grundschriftungsamplitude möglich. Im Extremfall eines rechteckförmigen Zeitverlaufes von u_d wäre die Amplitude der Grundschriftung um den Faktor $4/\pi$ bzw. 2,1 dB größer. Die Meßergebnisse lassen sich daher so interpretieren, daß bei Einsatz der Begrenzung der Oberwellengehalt von u_d zunimmt, wodurch die Grundschriftung noch weiter anwachsen kann, was zu einem weniger steilen Abfall der Verstärkung führt. Diese Annahme wird auch durch Untersuchungen der Ausgangssignale mit einem Spektrumanalysator gestützt. Beim Verstärker II, der die größten Abweichungen in der Verstärkungscharakteristik aufweist, wurde bei maximaler Aussteuerung eine Unterdrückung der zweiten Harmonischen von lediglich 12 dB gemessen. Bessere Werte ergaben sich bei den Verstärkern I und III mit 22 dB bzw. 17 dB. Dementsprechend sind bei diesen Verstärkern die Unterschiede zwischen Simulation und Messung geringer.

Um bei einem Oszillator eine hohe Ausgangsleistung zu erzielen, wird die Schaltung des Verstärkertails in der Regel nicht auf maximale Kleinsignal-

verstärkung hin dimensioniert. Insofern sind die Betriebsbedingungen des Transistors im Verstärker II nicht typisch für einen Oszillator. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache folgt aus den Ergebnissen der Simulationen und Messungen, daß das verwendete Großsignalmodell des Feldeffekttransistors für Oszillatoranwendungen hinreichend genau ist.

5.2 Untersuchungen an FET-Oszillatoren

5.2.1 Aufbau des Versuchsozillators

Bild 5.6 zeigt die Schaltung des bei den experimentellen Untersuchungen verwendeten Oszillators. Im Prinzip handelt es sich um den Verzögerungsleitungs-Oszillator aus Bild 4.10. Die Schaltung enthält allerdings keine separate Verzögerungsleitung; die Länge l entspricht hier der Summe der elektrischen Längen aller Komponenten im Rückkopplungsweg. Der FET-Verstärker ist identisch mit dem Verstärker III aus Abschnitt 5.1. Über die Gleichspannungsversorgung kann der Gatespannung des Transistors eine kleine niederfrequente Wechselspannung u_{mod} überlagert werden, die zu einer Frequenzmodulation des Oszillators führt. Mit Hilfe dieser Modulation wird der zur Messung des Phasenrauschens verwendete Frequenzdiskriminator (vgl. Abschnitt 5.2.3) geeicht.

Die Richtungsleitung, das Dämpfungsglied und der Phasenschieber sind Hohlleitungskomponenten. Dadurch bleiben die Verluste im Rückkopplungsweg relativ niedrig; ferner wird eine Rückkopplung bei tiefen Frequenzen mit eventuellen parasitären Schwingungen verhindert.

Ein Teil der Ausgangsleistung des Verstärkers wird über einen 10 dB-Koppler und einen Leistungsteiler dem Oszillatorausgang zugeführt. Ein gleich großer Anteil gelangt zu einem Leistungsmeßgerät, das somit direkt die Ausgangsleistung P des Oszillators anzeigt.

Mit dem variablen Dämpfungsglied kann die Schwingamplitude verändert werden. Die Messungen erfolgten bei insgesamt vier verschiedenen Einstellungen mit Ausgangsleistungen zwischen -2 dBm und $+4$ dBm. Die Schwingfrequenz wurde jeweils mit dem Phasenschieber auf 10 GHz abgestimmt.

Die effektive elektrische Länge l des passiven Schaltungsteils läßt sich am genauesten mit einem Netzwerkanalysator ermitteln. Zu diesem Zweck wurde der

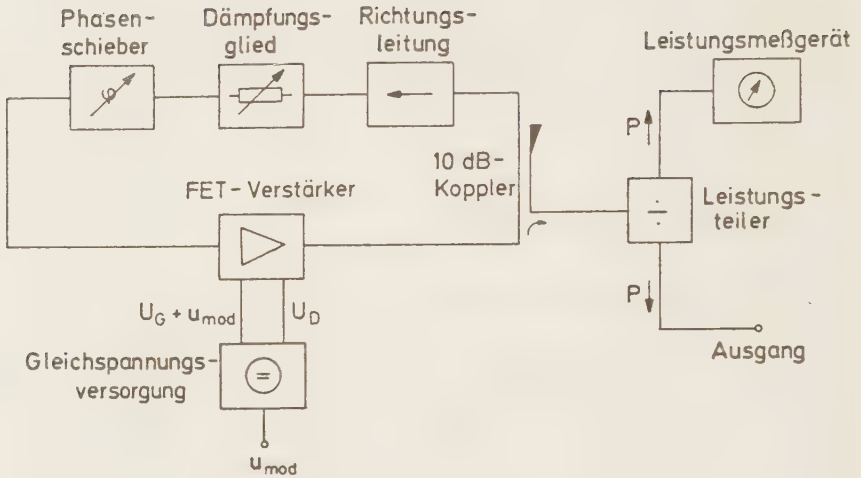


Bild 5.6. Schaltung des 10 GHz-Versuchssoszillators.

Tabelle 5.2. Leistungs- und Verstärkungsdaten des 10 GHz-Versuchssoszillators bei verschiedenen Schwingamplituden.

P/dBm	$P_{\text{out}}/\text{dBm}$	P_{av}/dBm	G/dB
-2	12	5,3	6,7
1	15	8,6	6,4
3	17	11,5	5,5
4	18	14,0	4,0

FET-Verstärker durch eine gleich lange Microstripleitung ersetzt, der Rückkopplungsweg an einer Stelle aufgetrennt und das Übertragungsverhalten des resultierenden Zweitores gemessen. Aus der praktisch linearen Frequenzabhängigkeit der Phase zwischen 9,95 GHz und 10,05 GHz wurde eine elektrische Länge von $l = 1,224$ m errechnet. Dieser Wert konnte durch Einfügen von zusätzlichen Leitungsstücken nur unwesentlich vergrößert werden, da sich der Oszillator sonst aus den im Abschnitt 4.2.1 geschilderten Gründen nicht mehr auf eine einzelne Schwingung bei 10 GHz abstimmen ließ.

Mit dem Netzwerkanalysator wurde in gleicher Weise die Dämpfung des Rückkopplungsweges gemessen. In der Einstellung für $P = +4$ dBm ergab sich ein Wert von 4,0 dB. Das bedeutet, daß der FET im Oszillatorbetrieb eine Leistungsverstärkung von ebenfalls 4,0 dB aufweist. Aus dem beim Verstärker III gemessenen Zusammenhang zwischen G und P_{av} (Bild 5.5) folgt für die entsprechenden Leistungen $P_{av} = 14$ dBm und $P_{out} = 18$ dBm. Damit läßt sich P_{out} auch für alle anderen Einstellungen von P angeben, da beide Größen einander direkt proportional sind. Die zugehörigen Werte von P_{av} und G erhält man dann wiederum über die gemessene Verstärkungscharakteristik. Tabelle 5.2 faßt die Ergebnisse für die vier bei den Messungen untersuchten Fälle zusammen.

5.2.2 Numerische Berechnung des Rauschverhaltens

Das Amplituden- und Phasenrauschen des Versuchsozillators läßt sich völlig analog zu der Beschreibung im Abschnitt 4.2.1 berechnen. Die dazu erforderlichen Modellparameter des im Verstärker III verwendeten FET Nr. 4 können der Tabelle 2.1 entnommen werden. Der Reflexionsfaktor r_1 hat nach Tabelle 5.1 den konstanten Wert $r_1 = 0,617 \cdot \exp(-j96^\circ)$, die elektrische Länge des Rückkopplungsweges beträgt $l = 1,224$ m. Aus der Schaltung für die Gleichspannungsvorsorgung des FET-Verstärkers folgt für die Widerstände der niederfrequenten Beschaltung des Transistors $R_G = 20 \Omega$, $R_D = 20 \Omega$ und $R_S = 0$.

Es sind somit noch die Gleich- und Wechselspannungen am inneren FET zu bestimmen. Diese erhält man bei vorgegebener Quellenleistung P_{av} aus der im Abschnitt 5.1.1 beschriebenen numerischen Simulation des FET-Verstärkers. Für die vier Fälle aus Tabelle 5.2 sind die resultierenden Werte von U_g , U_d , $|U_g|$, $|U_d|$ sowie der Phasendifferenz $\phi_d - \phi_g$ in Tabelle 5.3 angegeben. Man erkennt, daß die Gleichspannungen und die Phasendifferenz nur geringfügig von der Aussteuerung des Verstärkers abhängen.

Tabelle 5.3. Gleich- und Wechselspannungen am inneren FET für verschiedene Aussteuerungen von Verstärker III bei 10 GHz.

P_{av} / dBm	U_g / V	U_d / V	$ U_g / \text{V}$	$ U_d / \text{V}$	$\phi_d - \phi_g$
5,5	-0,935	2,370	0,499	1,767	151,9°
8,6	-0,930	2,378	0,739	2,466	151,6°
11,5	-0,894	2,940	1,063	2,789	150,5°
14,0	-0,879	2,966	1,456	2,961	149,7°

Durch Variation von P_{av} kann das Rauschverhalten des Oszillators als Funktion der Schwingamplitude ermittelt werden. Die Resultate der Berechnungen werden im Abschnitt 5.2.4 mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen verglichen.

5.2.3 Messung des Amplituden- und Phasenrauschens

Meßsysteme für das Rauschen von Oszillatoren bestehen im Prinzip aus einem empfindlichen Demodulator für amplituden- oder phasen- bzw. frequenzmodulierte Signale sowie einem nachfolgenden niederfrequenten Spektrumanalysator oder selektiven Voltmeter zur quantitativen Vermessung der Rauschspektren im Basisband /72,73/.

Bild 5.7 zeigt die Prinzipschaltung des zur Messung des Amplitudenrauschens verwendeten Systems. Das Mikrowellensignal wird aufgeteilt und zwei Detektoren zugeführt, deren Ausgangssignale den Amplitudenschwankungen des Eingangssignals proportional sind. Nach ausreichender Vorverstärkung gelangt wahlweise die Summe oder die Differenz der Detektorsignale zum selektiven Voltmeter (z.B. 3591A/3594A). Das Summensignal setzt sich zusammen aus dem demodulierten Amplitudenrauschen und dem Eigenrauschen der Detektoren. Bei Bildung der Differenz verschwindet nur der Anteil der Amplitudenschwankungen; das Eigenrauschen bleibt dagegen konstant, da die Rauschbeiträge der beiden Detektoren unkorreliert sind. Auf diese Weise läßt sich der Abstand des Meß-

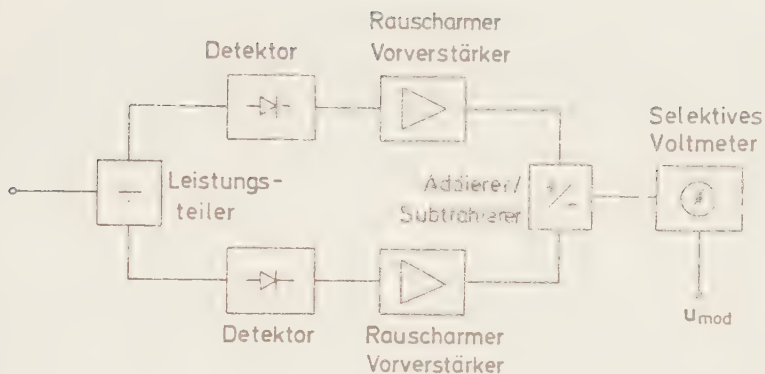


Bild 5.7. Meßsystem für das Amplitudenrauschen von Oszillatoren.

signals zum Systemrauschen der Anordnung präzise ermitteln. Dies ist notwendig, weil das Amplitudenrauschen meist sehr schwach ist und nur wenig über der Grenzempfindlichkeit des Meßsystems liegt. Wird der Abstand zum Systemrauschen kleiner als etwa 10 dB, müssen die Ergebnisse entsprechend korrigiert werden.

Im Hinblick auf eine hohe Meßempfindlichkeit ist ein möglichst niedriges Systemrauschen anzustreben. Als Detektoren wurden daher Schottky-Dioden mit besonders niedrigem $1/f$ -Rauschen (Microwave Associates MA 40071 E) verwendet. Ebenso wurden in den Vorverstärkern sehr rauscharme Transistoren (BFT 66) eingesetzt. Auf diese Weise ergab sich eine typische Grenzempfindlichkeit von etwa -170 dBc/Hz.

Das dem selektiven Voltmeter entnommene sinusförmige Signal u_{mod} dient dazu, in Verbindung mit einem Meßsender und einem externen Amplitudenmodulator das System zu eichen. Die Modulation des Meßsenders wird dazu auf einen definierten Wert eingestellt, der z. B. über den Abstand der Seitenbänder zum Träger mit einem Spektrumanalysator kontrolliert werden kann. Dieses Signal wird dem Meßsystem zugeführt, wobei darauf zu achten ist, daß Frequenz und Leistung mit den entsprechenden Werten bei der eigentlichen Messung übereinstimmen. Aus der Anzeige des selektiven Voltmeters läßt sich dann ein Eichfaktor zur quantitativen Auswertung der Meßergebnisse ermitteln. Es ist auch möglich, durch Variation von Amplitude und Frequenz des Modulationssignals eine Schar von Eichkurven aufzunehmen. Dieses aufwendigere Verfahren hat eine höhere Genauigkeit und wurde daher bei allen Messungen angewandt.

Frequenzdiskriminatoren zur Messung des Phasenrauschens von Mikrowellensignalen wurden ursprünglich mit Hohlraumresonatoren hoher Güte aufgebaut /72,73/. Alternativ hierzu lassen sich Diskriminatoren auch mit Verzögerungsleitungen realisieren /74,75/. Diese Systeme erreichen zwar prinzipiell nicht die Empfindlichkeit der Resonatorschaltungen /76,77/, sind aber breitbandiger, weniger aufwendig und einfacher abzustimmen. Eine einheitliche Theorie der genannten Frequenzdiskriminatoren wird in /78/ beschrieben.

Da der verwendete Versuchoszillator nicht sehr rauscharm ist, konnte das Phasenrauschen mit einem Verzögerungsleitungs-Diskriminator nach Bild 5.8 gemessen werden. Der Vorverstärker erhöht die Meßempfindlichkeit und wird bis zur Sättigung ausgesteuert. Dadurch sind Empfindlichkeit und Kalibrierung des Diskriminators weitgehend unabhängig von der Eingangsleistung. Als weiterer Nebeneffekt werden Amplitudenschwankungen unterdrückt. Der eigentliche Diskriminator besteht aus Leistungsteiler, Verzögerungsleitung, Phasenschieber und balanciertem Mischer. Als Verzögerungsleitung diente ein 6,4 m langes halbstarres Koaxialkabel. Der variable Phasenschieber wird so eingestellt, daß der Gleichspannungsanteil am Ausgang des balancierten Mixers verschwindet. Der Diskriminator hat dann die größte Empfindlichkeit und liefert ein Signal, das den Frequenzschwankungen des Eingangssignals proportional ist. Das Signal wird rauscharm verstärkt und dem selektiven Voltmeter zugeführt.

Da es sich bei der Anordnung um einen Frequenz- und nicht um einen Phasendiskriminator handelt, ist die Meßempfindlichkeit, ausgedrückt in dBc/Hz, von der Offsetfrequenz f abhängig. Sie beträgt bei $f = 500$ kHz etwa -150 dBc/Hz. Zu

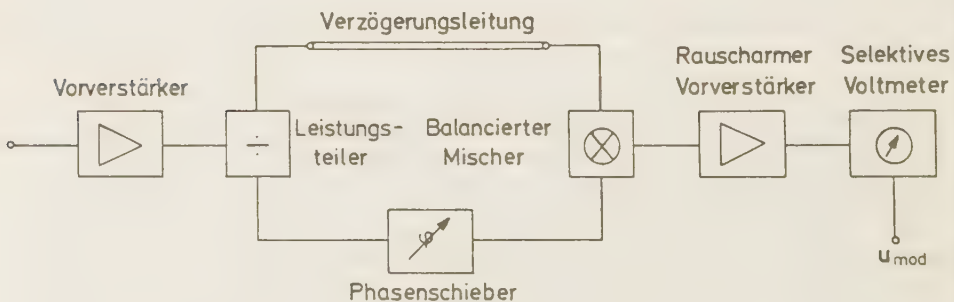


Bild 5.8. Meßsystem für das Phasenrauschen von Oszillatoren.

tieferen Frequenzen hin nimmt die Empfindlichkeit mit 20 dB/Dekade ab.

Die Eichung des Meßsystems erfolgte nach demselben Prinzip wie beim Amplitudenrauschen. Es wird jedoch kein zusätzlicher Meßsender benötigt, da der Versuchsoszillator selbst mit dem Signal u_{mod} frequenzmoduliert werden kann (vgl. Bild 5.6).

5.2.4 Ergebnisse

Bild 5.9 zeigt Meßergebnisse und berechnete Kurven für das Amplituden- und Phasenrauschen des Versuchsoszillators als Funktion der Spannungsamplitude $|u_g|$ am inneren FET bei konstanter Offsetfrequenz $f = 10$ kHz. Die numerischen Ergebnisse sind für drei verschiedene Werte des Korrelationskoeffizienten c angegeben. Ein deutlicher Einfluß von c ist nur beim Phasenrauschen bei großen Schwingamplituden zu erkennen. Die insgesamt beste Übereinstimmung mit den Messungen ergibt sich für $c = 0,5$; dieser Wert wurde daher bei den Beispielen im Abschnitt 4 verwendet.

Der Verlauf der berechneten Kurven entspricht im Prinzip den im Bild 4.12 b dargestellten Ergebnissen für den Verzögerungsleitungs-Oszillator bei konstantem Belastungswiderstand R . Das Phasenrauschen ist nahezu aussteuerungsunabhängig; gemessene und mit $c = 0,5$ berechnete Werte stimmen gut überein. Dies gilt beim Amplitudenrauschen streng genommen nur für die kleinste der experimentell untersuchten Schwingamplituden. Bei größeren Aussteuerungen liegen die numerischen Resultate unterhalb der Meßwerte. Qualitativ wird die Abhängigkeit der Amplitudenschwankungen von der Schwingamplitude jedoch im wesentlichen richtig beschrieben.

Ein möglicher Grund für die Differenzen beim Amplitudenrauschen ist die Vernachlässigung der Oberwellen der Spannungen u_g und u_d . Die Genauigkeit der berechneten Amplitudenschwankungen hängt entscheidend von einer richtigen Beschreibung der nichtlinearen Begrenzungseffekte am inneren FET und damit vom exakten Zeitverlauf der Spannungen und Ströme ab. Daraus folgt, daß sich die Nichtberücksichtigung der Oberwellen beim Amplitudenrauschen wesentlich stärker auswirkt als beim Phasenrauschen. Bei kleinen Schwingamplituden mit geringem Oberwellenanteil sind dagegen nur kleine Abweichungen zu erwarten, in Übereinstimmung mit Bild 5.9.

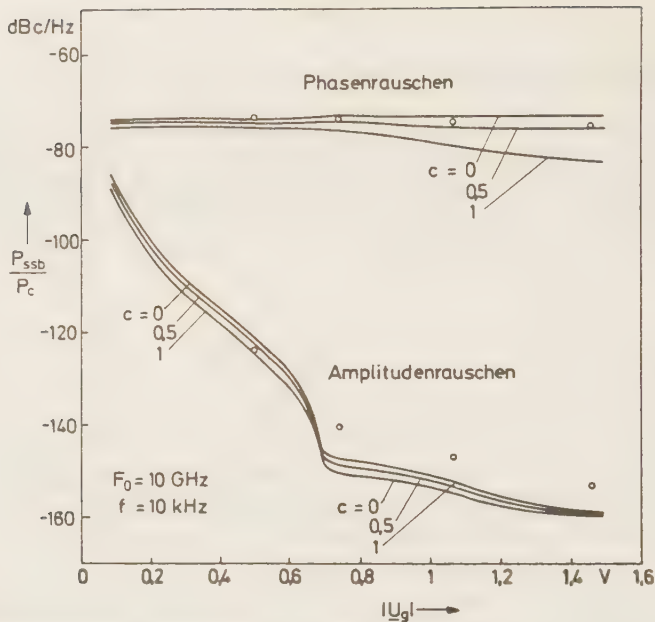


Bild 5.9. Amplituden- und Phasenrauschen des Versuchssoszillators als Funktion der Spannungsamplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; Meßwerte (o) und berechneter Verlauf (—) für verschiedene Werte des Korrelationskoeffizienten c .

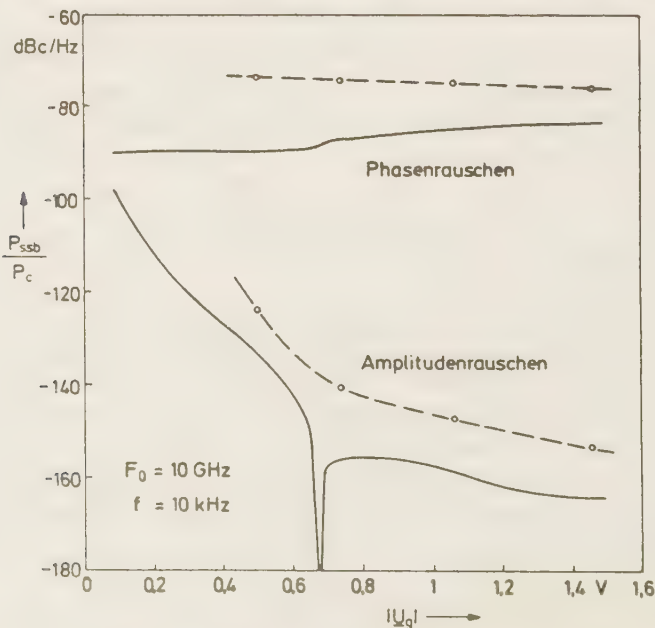
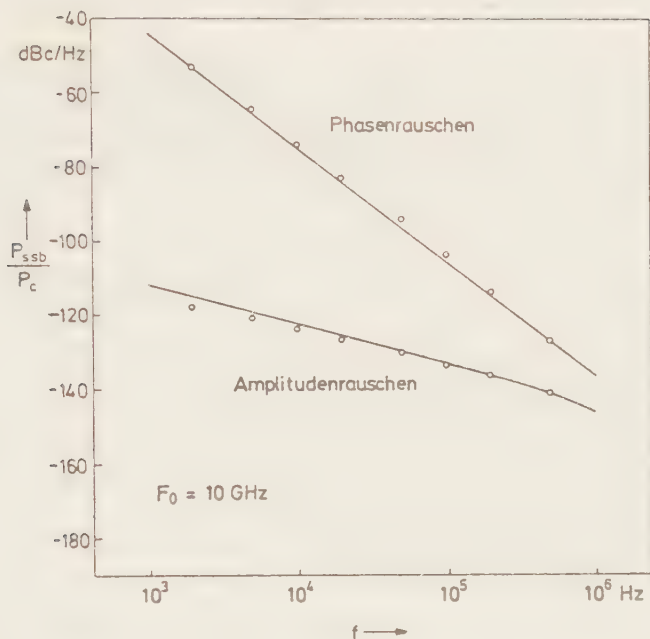


Bild 5.10. Amplituden- und Phasenrauschen des Versuchssoszillators als Funktion der Amplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; Meßwerte (-o-) und berechneter Verlauf (—) bei Vernachlässigung der Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors.

a)



b)

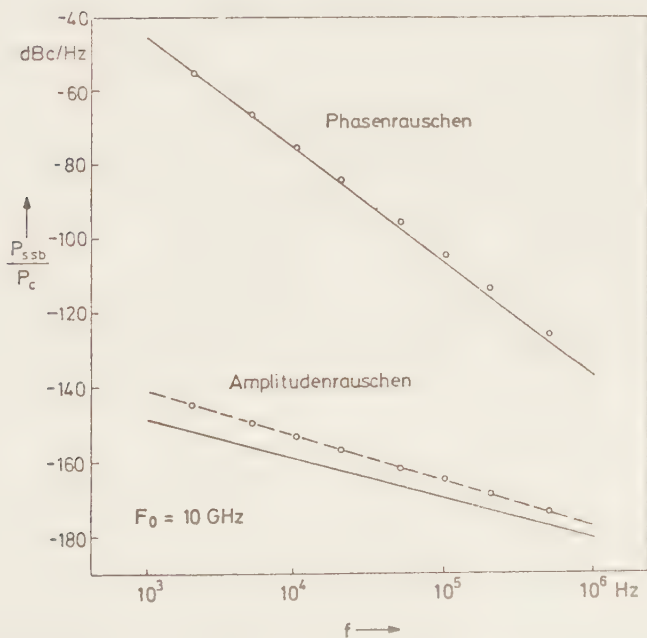


Bild 5.11. Amplituden- und Phasenrauschen des Versuchssoszillators als Funktion der Offsetfrequenz f ; Meßwerte (o) und berechneter Verlauf (—); a) kleine Schwingamplitude, $P = -2$ dBm; b) große Schwingamplitude, $P = +4$ dBm.

Der überwiegend geringe Einfluß des Korrelationskoeffizienten c auf die numerischen Resultate ist dadurch zu erklären, daß in den Gln. (3.35) und (3.36) für die Amplituden- und Phasenschwankungen jeweils einer der beiden Terme dominiert. Aus den Ergebnissen von Abschnitt 4 folgt, daß es sich dabei um die Beiträge $N_{\alpha 1} E_{n1}$ und $N_{\phi 1} E_{n1}$ handelt, welche durch die Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors n entstehen. Wie wichtig dieser Effekt für das Oszillatorrauschen ist, zeigt auch eine Vergleichsrechnung mit einer ungesteuerten Rauschquelle, d. h. mit $n = \text{const.}$ Unter Verwendung der Meßwerte des $1/f$ -Rauschens für $U_D = 3 \text{ V}$ und $I_D = 30 \text{ mA}$ (vgl. Abschnitt 2.4.2) ergeben sich die Kurven im Bild 5.10, welche erheblich von den ebenfalls eingezeichneten experimentellen Werten abweichen. Darüber hinaus tritt beim Amplitudenrauschen für $|U_g| \approx 0,7 \text{ V}$ ein ausgeprägtes Minimum auf, welches bei den Messungen nicht beobachtet wurde. Da derart große Unterschiede nicht allein auf Modell- oder Meßunsicherheiten zurückgeführt werden können, muß man davon ausgehen, daß ohne Berücksichtigung eines zeitabhängigen Rauschfaktors $n(t)$ keine genaue Berechnung des Oszillatorrauschens möglich ist /79/.

Bild 5.11 zeigt das Rauschen des Versuchsozillators als Funktion der Offsetfrequenz f bei minimaler ($P = -2 \text{ dBm}$) und maximaler ($P = +4 \text{ dBm}$) Schwingamplitude. Die berechneten Kurven gelten für den Korrelationskoeffizienten $c = 0,5$. Sowohl numerisch als auch experimentell nimmt das Amplitudenrauschen mit rund 10 dB/Dekade ab, das Phasenrauschen mit etwa 30 dB/Dekade . Die quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung entspricht den Verhältnissen im Bild 5.9. Bei der größeren Schwingamplitude liegt die berechnete Kurve des Amplitudenrauschens etwas unterhalb der Meßwerte, ansonsten sind die Unterschiede sehr gering und im Rahmen der Meßgenauigkeit.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß zwar die Genauigkeit des verwendeten Oszillatormodells beim Amplitudenrauschen noch nicht voll zufriedenstellend ist, daß aber das in der Praxis wichtigere Phasenrauschen auch bei unterschiedlichen Aussteuerungsbedingungen quantitativ richtig beschrieben wird.

6. Optimierung des Phasenrauschens

In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden diskutiert, das Phasenrauschen von Oszillatoren mit GaAs-Feldeffekttransistoren zu verringern.

6.1 Reduzierung des $1/f$ -Rauschens

Der im Prinzip einfachste Weg, die Rauscheigenschaften von FET-Oszillatoren zu verbessern, ist die Verringerung des $1/f$ -Rauschens im Transistor. Dies kann in erster Linie durch technologische Maßnahmen erreicht werden. Wenn auch, wie im Abschnitt 2.1.3 beschrieben, die genauen physikalischen Ursachen des $1/f$ -Rauschens noch unbekannt sind, so scheint doch ein enger Zusammenhang mit tiefen Störstellen im GaAs-Kristall zu bestehen /51/. Mit der Zucht von störstellenarmen Kristallen könnte daher auch das niederfrequente Rauschen der damit hergestellten Transistoren zurückgehen. Weitere technologische Aspekte, die das $1/f$ -Rauschen beeinflussen können, sind die Art der Oberflächenpassivierung /25/ sowie gegebenenfalls die Parameter der Pufferschicht zwischen Kanal und hochohmigem Substrat /51/.

Neben der Fertigungstechnologie haben auch die Abmessungen des Gatekontaktes Auswirkungen auf das $1/f$ -Rauschen /27,51/. Die spektrale Leistungsdichte nimmt mit wachsender Länge und Breite des Gates ab. Die Möglichkeiten zur Ausnutzung dieses Zusammenhanges sind jedoch begrenzt. Die Gatelänge kann kaum über ca. 2 μm hinaus vergrößert werden, da sich sonst die Hochfrequenzeigenschaften zu stark verschlechtern. Um eine große effektive Gatebreite zu erhalten, mußten Leistungstransistoren verwendet werden, die aber erheblich teurer sind als die üblicherweise in Oszillatoren eingesetzten FETs, so daß die Mehrkosten in keinem vertretbaren Verhältnis zum möglichen Nutzen stehen.

6.2 Optimierung der Oszillatorschaltung

Die bei allen Arten von Oszillatoren effektivste schaltungstechnische Methode zur Reduzierung des Phasenrauschens ist die Verwendung eines Resonators hoher Güte. Wie das Beispiel im Abschnitt 4.1 gezeigt hat, ist aber eine hohe Leerlaufgüte allein nicht hinreichend. Es ist vielmehr durch entsprechende Ankopplung des Resonators die belastete Güte bzw. die gespeicherte Energie zu

optimieren. Dafür müssen gegebenenfalls auch geringere Werte bei Ausgangsleistung und Wirkungsgrad in Kauf genommen werden. Die meisten der in der Literatur beschriebenen Entwurfsverfahren für FET-Oszillatoren gehen dagegen von der Forderung nach maximaler Leistung aus. Die Anwendung dieser Verfahren führt deshalb nicht zu Schaltungen mit optimalem Phasenrauschen.

Die Schwingamplitude des Oszillators hat, wie sowohl durch die numerischen Berechnungen als auch durch die Messungen belegt wird, so gut wie keine Auswirkungen auf das Phasenrauschen. Der Einfluß der Quellimpedanz des FET ist ebenfalls nur gering, was durch Variation von Z_1 bei der Simulation des Verzögerungsleitungs-Oszillators aus Abschnitt 4.2 festgestellt wurde. Noch nicht geklärt ist die Frage nach dem optimalen Gleichspannungsarbeitspunkt des Transistors. Allerdings sind, bedingt durch die zusätzlichen Forderungen nach hoher Oberwellenunterdrückung und sicherem Anschwingen des Oszillators, keine großen Abweichungen von der üblichen Einstellung auf maximalen linearen Aussteuerungsbereich, d. h. $I_D \approx \frac{1}{2} I_{D0}(U_G = 0)$, möglich.

Da die Phasenschwankungen von FET-Oszillatoren primär durch das $1/f$ -Rauschen verursacht werden, ist zu erwarten, daß auch die niederfrequente Beschaltung des Transistors einen Einfluß auf das Rauschverhalten hat. Resultate von Untersuchungen dieses Zusammenhanges wurden von Riddle und Trew /80/ veröffentlicht. Die Meßergebnisse sind jedoch schwer zu interpretieren, da keine Trennung der niederfrequenten Beschaltung vom Gleichstromkreis vorgenommen wurde. Aus diesem Grund wurden eigene Versuche an einem FET-Oszillator mit einer Schwingfrequenz von etwa 3 GHz durchgeführt. Obwohl wie in /80/ ein Einfluß der Niederfrequenzschaltung festgestellt werden konnte, waren die Effekte insgesamt nur schwach ausgeprägt. Eine deutliche Reduzierung des Phasenrauschens konnte nicht erzielt werden. Dieses Resultat deckt sich mit den Ergebnissen von numerischen Simulationen des Verzögerungsleitungs-Oszillators, bei denen die Widerstände R_G , R_D und R_S (vgl. Bild 4.10) variiert wurden; auch hier waren die Auswirkungen auf das Rauschverhalten gering.

Nach einem Vorschlag von Riddle und Trew /81/ soll eine balancierte Anordnung von zwei Feldeffekttransistoren in einer Oszillatorschaltung zu vermindertem Phasenrauschen führen. Diese Schlußfolgerung basiert allerdings auf einem relativ einfachen Modell und wurde bisher auch nicht durch experimentelle Resultate gestützt.

Abschließend ist festzustellen, daß das Problem der Schaltungsoptimierung von FET-Oszillatoren im Hinblick auf niedriges Phasenrauschen bisher nur ansatz-

weise bearbeitet worden ist. Bei weiteren Untersuchungen können numerische Simulationen mit dem im Abschnitt 3 beschriebenen allgemeinen Oszillatormodell eine sinnvolle Ergänzung zu experimentellen Verfahren bilden.

6.3 Stabilisierung durch Frequenzdiskriminator

Die Stabilität von Oszillatoren läßt sich auch durch die Regelschaltung im Bild 6.1 verbessern. Der Oszillator muß als VCO ("voltage controlled oscillator") ausgeführt, d. h. elektronisch abstimmbar sein. Dies erfordert bei FET-Oszillatoren keine zusätzlichen Abstimmeelemente, da die Frequenz über die Gatespannung hinreichend stark beeinflusst werden kann. Die Schwingfrequenz des VCO wird durch das verstärkte Ausgangssignal eines Frequenzdiskriminators nachgeregelt. Dem Diskriminator wird dazu ein Teil P_D der Oszillatorleistung P_L zugeführt, so daß am Ausgang nur die verminderte Leistung $P'_L = P_L - P_D$ zur Verfügung steht.

Derartige Schaltungen wurden ursprünglich verwendet, um die Temperatur- und Langzeitstabilität von Oszillatoren zu verbessern. Sie sind bei entsprechender Dimensionierung jedoch auch zur Reduzierung des Phasenrauschens geeignet. Das zugehörige Signalflußdiagramm der Phasenschwankungen ist im Bild 6.2 dargestellt. Die Phasenschwankungen des unregulierten Oszillators sind mit $\Delta\phi$, die des geregelten Ausgangssignals mit $\Delta\phi'$ bezeichnet. Das Eigenrauschen des Diskriminators wird durch das Systemrauschen $\Delta\phi_s$ berücksichtigt. Die Größen K_{VCO} , K_R und K_D beschreiben die Abstimmsteilheit des VCO, die Verstärkung des Regelverstärkers und die Empfindlichkeit des Frequenzdiskriminators.

Die Analyse des Signalflußdiagrammes führt zu folgender Beziehung für die Phasenschwankungen des Ausgangssignals:

$$\Delta\phi' = \frac{1}{1+K}(\Delta\phi - K\Delta\phi_s) \quad (6.1)$$

mit

$$K = K_{VCO}K_RK_D \quad (6.2)$$

Daraus folgt, daß bei hoher Gesamtverstärkung K des Regelkreises die Phasenschwankungen des Ausgangssignals nur durch das Systemrauschen des Diskriminators bestimmt werden. Für die entsprechenden Rauschspektren W_{ϕ}' und W_{ϕ_s} gilt

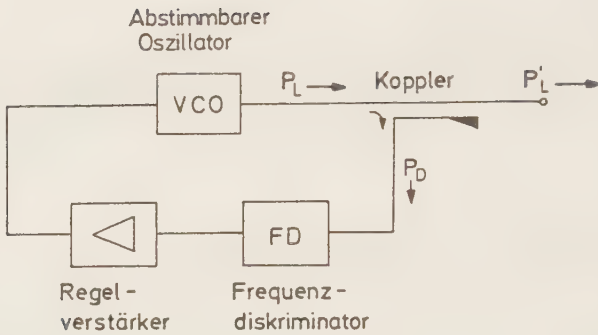


Bild 6.1. Oszillatorstabilisierung durch Frequenzdiskriminator.

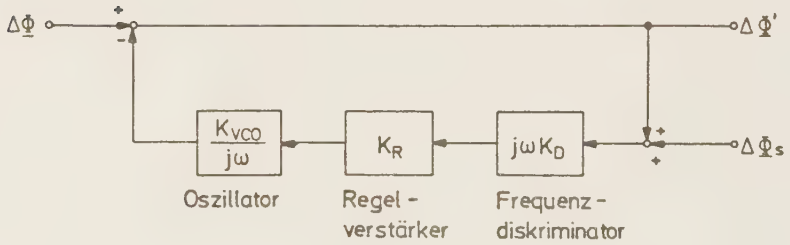


Bild 6.2. Signalflußdiagramm der Stabilisierungsschaltung aus Bild 6.1.

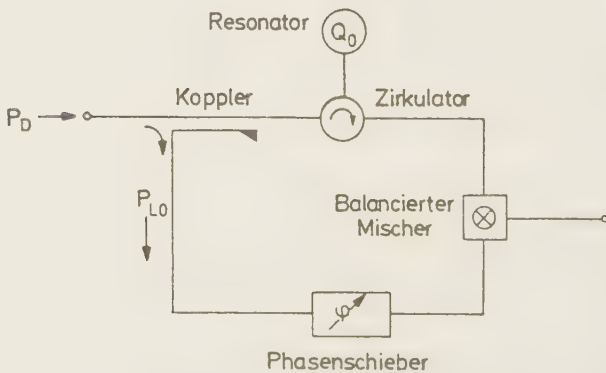


Bild 6.3. Frequenzdiskriminator mit Reflexionsresonator.

also im Grenzfall $K \rightarrow \infty$:

$$W_{\phi}^r = W_{\phi S} \quad . \quad (6.3)$$

Das Systemrauschen $W_{\phi S}$ bildet somit die theoretische Grenze für die Reduzierung des Phasenrauschens.

Bild 6.3 zeigt, wie sich mit einem Reflexionsresonator der Leerlaufgüte Q_o ein empfindlicher Frequenzdiskriminator realisieren läßt. Die Schaltung entspricht im Prinzip dem Meßsystem für das Phasenrauschen aus Bild 5.8, wobei hier die Kombination aus Resonator und Zirkulator an die Stelle der Verzögerungsleitung tritt. Ferner ist der Leistungsteiler durch einen Koppler ersetzt, der über den Phasenschieber einem der Eingänge des Mischers die Leistung P_{LO} zuführt. Für maximale Empfindlichkeit ist der Resonator auf die Schwingfrequenz Ω_o des Oszillators abzustimmen und bei kritischer Kopplung zu betreiben. Bei Beschränkung auf Offsetfrequenzen, die klein gegenüber der 3 dB-Bandbreite des Resonators sind, erhält man als Empfindlichkeit des Diskriminators

$$K_D = K_M \sqrt{2Z_o(P_D - P_{LO})} \frac{Q_o}{\Omega_o} \quad . \quad (6.4)$$

mit Z_o als Bezugsimpedanz und K_M als Konversionsfaktor des balancierten Mischers.

Bei Mischern mit Schottky-Dioden ist die Rauschzahl näherungsweise gleich dem Konversionsverlust. Unter dieser Voraussetzung ist $kT_o = -174$ dBm/Hz (k : Boltzmann-Konstante; $T_o = 290$ K: Bezugstemperatur) die verfügbare Rauschleistung am Ausgang des Mischers. Vernachlässigt man das Rauschen des nachfolgenden Verstärkers, dann gilt für das Systemrauschen

$$W_{\phi S} = \frac{Z_o k T_o}{(\omega K_D)^2} \quad . \quad (6.5)$$

bzw. mit Gl. (6.4)

$$W_{\phi S} = \frac{k T_o}{2K_M^2(P_D - P_{LO})} \left(\frac{\Omega_o}{\omega Q_o} \right)^2 \quad . \quad (6.6)$$

Ist das Rauschen des Regelverstärkers nicht vernachlässigbar, so muß der Wert von $W_{\phi S}$ aus Gl. (6.6) noch mit der Rauschzahl des Verstärkers multipliziert werden. Normalerweise ist dies nicht erforderlich, da für den Bereich

der interessierenden Offsetfrequenzen sehr rauscharme Bipolartransistoren zur Verfügung stehen.

Das Verhältnis des Systemrauschens W_{ϕ_S} zum Phasenrauschen W_{ϕ} des unregulierten Oszillators gibt an, welche Verbesserung im Rauschverhalten durch den Einsatz der Stabilisierungsschaltung maximal möglich ist.

Soll eine rauscharme Signalquelle mit einem einzelnen Resonator hoher Güte realisiert werden, so sind zwei prinzipiell verschiedene Vorgehensweisen zu unterscheiden:

- a) Der Resonator wird direkt in einem FET-Oszillator ohne zusätzliche Stabilisierung eingesetzt. Das Phasenrauschen hängt dann von der belasteten Güte Q_L ab, was einen Kompromiß zwischen Ausgangsleistung und Rauschverhalten erfordert. Mit den Bezeichnungen aus Bild 6.1 und Abschnitt 4.1.1 gilt $P'_L = P_L = P - P_r$.
- b) Es wird zunächst ein FET-Oszillator mit einem Resonator geringer Güte realisiert, der außerdem für maximale Ausgangsleistung dimensioniert wird, d. h. es ist $P_L \approx P$, $P_r \approx 0$. Dieser stark rauschende Oszillator wird dann durch die Regelschaltung aus Bild 6.1 stabilisiert, wobei der Frequenzdiskriminator den Resonator hoher Güte enthält.

Führt man im Fall b) dem Diskriminator dieselbe Leistung zu, die im Fall a) als Verlustleistung im Resonator auftritt, so geben beide Signalquellen dieselbe Leistung an den äußeren Lastwiderstand ab. Damit erhält man eine objektive Vergleichsbasis.

Für einen quantitativen Vergleich des Phasenrauschens der beiden Quellen wurde das numerische Beispiel des Reflexionsresonator-Oszillators aus Abschnitt 4.1.2 verwendet. Setzt man für die Leistungsverteilung $P_L = P_r = P/2$, dann folgt mit Gl. (4.15) $Q_0 = 2Q_L = 100$ als Leerlaufgüte des Resonators und $P_0 = P/2$ als Eingangsleistung des Diskriminators. Bei einem typischen Schottky-Dioden-Mischer ist $P_{LO} = 5$ mW und $K_M = 1/2$, entsprechend einem Konversionsverlust von 6 dB.

Mit den vorstehenden Werten sowie $\Omega_0/(2\pi) = 10$ GHz und $\omega/(2\pi) = 10$ kHz wurde das Systemrauschen W_{ϕ_S} für alle Amplituden $|U_g|$ mit $P > 10$ mW (vgl. Bild 4.4) berechnet und mit den entsprechenden Ergebnissen für das Phasenrauschen $W_{\phi} = 2(P_{ssb} \cdot P_c)_{\phi}$ aus Bild 4.8 verglichen. Das Verhältnis W_{ϕ_S}/W_{ϕ} ist im Bild 6.4 für $R = R_{opt}$ und $R = 80 \Omega$ dargestellt. Danach kann im Bereich praktischer

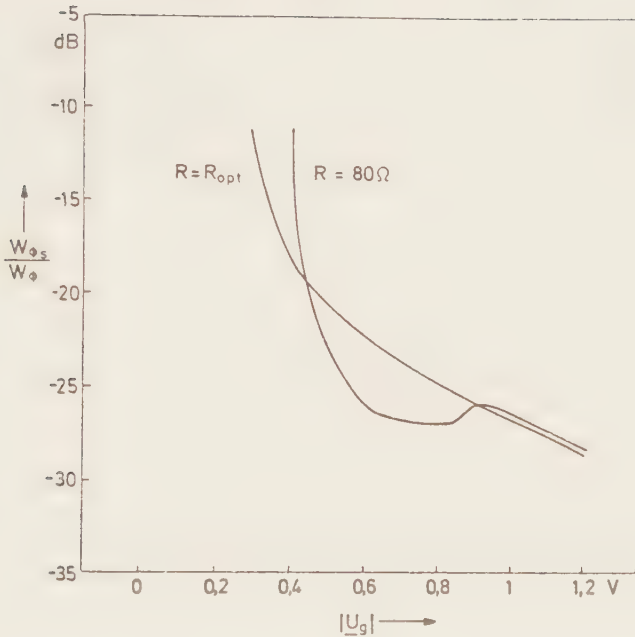


Bild 6.4. Verhältnis des Diskriminator-Systemrauschens W_{ϕ_s} zum Oszillator-Phasenrauschen W_{ϕ} als Funktion der Amplitude $|U_g|$ am Eingang des inneren FET; $U_g = -0,8$ V, $U_d = 3$ V, $F_o = 10$ GHz, $f = 10$ kHz, $Q_o = 100$.

Schwingamplituden mit einem System nach b) ein um mehr als 25 dB niedrigeres Phasenrauschen erzielt werden. Wegen $W_{\phi} \sim 1/\omega^3$ und $W_{\phi_s} \sim 1/\omega^2$ nimmt die Rauschunterdrückung allerdings mit 10 dB/Dekade ab, so daß für Offsetfrequenzen über 1 MHz keine wesentliche Verbesserung gegenüber einem Oszillator nach a) auftritt. Daraus folgt auch, daß bei Oszillatoren, deren Phasenrauschen nicht primär durch $1/f$ -Rauschen verursacht wird, eine Diskriminator-Stabilisierung in der Regel nicht sinnvoll ist.

Experimentell wurde die Wirksamkeit eines Frequenzdiskriminators zur Reduzierung des Phasenrauschens von FET-Oszillatoren durch Bianchini, Galani et al. /82,83/ nachgewiesen. Besonders bemerkenswert bei der dabei entwickelten Schaltung ist die Doppelausnutzung eines einzelnen dielektrischen Scheibenresonators, der sowohl zur direkten Stabilisierung des Oszillators dient als auch das frequenzselektive Element des Diskriminators bildet. Bei einer Schwingfrequenz von 10 GHz und einer Offsetfrequenz von 10 kHz wurde so eine

Unterdrückung des Phasenrauschens um 20 dB erzielt.

Ob diese Stabilisierungsschaltungen weite Verbreitung in der Praxis finden werden, hängt u. a. davon ab, welche Fortschritte beim Rauschverhalten mit den in den Abschnitten 6.1 und 6.2 beschriebenen Maßnahmen erreicht werden.

7. Zusammenfassung

Wesentliches Ziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe eines geeigneten Modells den quantitativen Zusammenhang zwischen dem $1/f$ -Rauschen von GaAs-Feldeffekttransistoren und dem daraus resultierenden Amplituden- und Phasenrauschen von FET-Oszillatoren zu bestimmen.

Eine wichtige Grundlage bildete die Untersuchung der Signal- und Rauscheigenschaften des GaAs-Feldeffekttransistors bei Großsignalaussteuerung. Dazu wurde der innere FET, d. h. der aktive nichtlineare Teil des Transistors, durch eine Ersatzschaltung dargestellt, deren Elemente von den anliegenden Spannungen abrangen. Die so definierten nichtlinearen Größen sind die Steilheit, der Ausgangsleitwert, die Gate-Source-Kapazität und die Drain-Gate-Kapazität. Die Spannungsabhängigkeit dieser Elemente wurde durch eine statische Analyse unter Berücksichtigung der begrenzten Elektronen-Driftgeschwindigkeit bestimmt. Das niederfrequente Rauschen des Transistors läßt sich durch eine Spannungsquelle am Eingang des inneren FET berücksichtigen. Die Spannung dieser Quelle ist als Produkt einer unabhängigen Rauschspannung mit konstantem $1/f$ -Spektrum und einem zusätzlichen nichtlinearen Parameter, dem dimensionslosen Rauschfaktor, darzustellen. Der Zusammenhang zwischen dem Rauschfaktor und den Spannungen am inneren FET kann durch eine empirisch ermittelte Beziehung beschrieben werden. Die unter statischen Bedingungen bestimmte Spannungsabhängigkeit der insgesamt fünf nichtlinearen Größen wurde als quasistatische Näherung auf den Fall der hochfrequenten Großsignalaussteuerung übertragen. Durch Einbeziehung des passiven linearen Teils des Transistors in die Ersatzschaltung ergab sich schließlich ein vollständiges FET-Modell.

Die Parameter des Modells konnten für verschiedene Mikrowellen-Feldeffekttransistoren aus Messungen der Gleichstromkennlinien, der Streuparameter und der niederfrequenten Rauschspannungen ermittelt werden. Die Eignung des nichtlinearen FET-Modells wurde durch numerische Simulation und Messung des Großsignalverhaltens von FET-Verstärkern bei einer Frequenz von 10 GHz nachgewiesen.

Die theoretische Analyse von FET-Oszillatoren gliederte sich in zwei Teile. Zunächst wurden mit Hilfe eines sehr allgemeinen Oszillatormodells die Schwingbedingungen und ein lineares Gleichungssystem für die Rauschsignale hergeleitet. Dabei erwies es sich als zweckmäßig, die Gesamtschaltung zu unterteilen

in ein nichtlineares Netzwerk, welches mit dem inneren FET identisch ist, und ein lineares Netzwerk, in dem die übrigen Elemente der FET-Ersatzschaltung sowie die gesamte äußere Beschaltung zusammengefaßt sind. Bei der Formulierung des Gleichungssystems wurden Methoden der parametrischen Theorie nichtlinearer Systeme verwendet. Ferner führte die Einführung eines Korrelationskoeffizienten zu einer verfeinerten Beschreibung des Rauschverhaltens. In der allgemeinen Form bildet diese Oszillatortheorie in erster Linie eine Grundlage für numerische Simulationen.

Im zweiten Teil der Analyse konnten dann aus dem Gleichungssystem mit einigen Vereinfachungen auch geschlossene Ausdrücke für das Amplituden- und Phasenrauschen abgeleitet werden. Diese lassen erkennen, daß der zeitabhängige Rauschfaktor in Verbindung mit der Gate-Source-Kapazität für die Entstehung der Phasenschwankungen verantwortlich ist und zusammen mit der Steilheit auch die Amplitudenschwankungen bestimmt.

Durch Kombination der Ergebnisse der Oszillatoranalyse mit den Beziehungen des nichtlinearen FET-Modells wurde das Rauschen von zwei speziellen Oszillatoren quantitativ ermittelt. Bei der ersten Schaltung, einem Oszillator mit Reflexionsresonator, konnten die geschlossenen Ausdrücke der vereinfachten Theorie angewandt werden. Dagegen wurde das Rauschen eines Verzögerungsleitungs-Oszillators allgemein durch numerische Lösung des linearen Gleichungssystems berechnet.

Diese Untersuchungen führten zu genaueren Aussagen darüber, durch welche nichtlinearen Effekte das niederfrequente Rauschen des FET in Amplituden- und Phasenschwankungen umgesetzt wird. Danach ist der Einfluß der Drain-Gate-Kapazität und des Ausgangsleitwertes praktisch vernachlässigbar. Generell wird das Rauschverhalten sehr wesentlich durch die Zeitabhängigkeit des Rauschfaktors, d. h. durch die Steuerung der Rauschquelle bestimmt. Beim Phasenrauschen ist dieser Effekt dominierend; hier liefert nur die nichtlineare Gate-Source-Kapazität noch einen weiteren nicht vernachlässigbaren Beitrag. Diese Kapazität trägt im allgemeinen als Folge einer teilweisen Konversion von Phasenschwankungen im Oszillator auch zu den Amplitudenschwankungen bei, die aber überwiegend durch die Nichtlinearitäten des Rauschfaktors und der Steilheit verursacht werden. Insgesamt sind die Verhältnisse beim Amplitudenrauschen komplizierter als beim Phasenrauschen.

Experimentelle Untersuchungen wurden an einem Versuchsozillator mit einer Schwingfrequenz von 10 GHz durchgeführt. Die Schaltung entspricht im Prinzip

dem vorher theoretisch analysierten Verzögerungsleitungs-Oszillator. Das Amplituden- und Phasenrauschen wurde als Funktion der Offsetfrequenz und der Schwingamplitude gemessen.

Der Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse zeigt, daß das verwendete Modell bei geeigneter Wahl des Korrelationskoeffizienten zu einer auch quantitativ im wesentlichen richtigen Beschreibung des Rauschverhaltens von Oszillatoren mit GaAs-Feldeffekttransistoren führt. Signifikante Unterschiede zwischen Theorie und Messung wurden nur beim Amplitudenrauschen bei großen Schwingamplituden beobachtet. Hier läßt sich die Genauigkeit des Modells wahrscheinlich durch die zusätzliche Berücksichtigung von Oberwellen verbessern. Bei dem für praktische Anwendungen wichtigeren Phasenrauschen wurde bei allen untersuchten Schwingamplituden und Offsetfrequenzen eine sehr gute Übereinstimmung erzielt.

Abschließend wurden verschiedene Möglichkeiten zur Optimierung des Phasenrauschens diskutiert. Neben der direkten Reduzierung des $1/f$ -Rauschens durch technologische Maßnahmen bei der FET-Herstellung existieren auch mehrere schaltungstechnische Ansätze. Genauer analysiert wurde die Stabilisierung durch einen Frequenzdiskriminator. Dabei zeigte sich, daß mit diesen Schaltungen bei gleicher Resonatorgüte eine deutliche Verringerung des Phasenrauschens möglich ist. Eine systematische Optimierung des Rauschverhaltens konnte durch numerische Simulationen auf der Grundlage des allgemeinen Oszilatormodells wesentlich erleichtert werden.

Anhang

A.1 Dimensionierung der Microstrip-Komponenten

Wie im Abschnitt 5.1.2 angegeben, wurden die FET-Verstärker als integrierte Mikrowellenschaltungen in Microstriptechnik realisiert. Die verwendeten Substrate bestanden aus 0,635 mm dicker Aluminiumoxidkeramik. Damit die realisierten Quell- und Lastimpedanzen des Transistors möglichst gut mit den vorgegebenen Werten übereinstimmen, müssen die einzelnen Schaltungskomponenten sehr präzise dimensioniert werden.

Grundlage hierfür ist eine genaue Charakterisierung der Microstripleitung selbst, d. h. ein Verfahren zur Berechnung der effektiven Permittivität ϵ_{eff} und des Wellenwiderstandes Z_L als Funktion der Substrateigenschaften, der Streifenleitungsabmessungen und der Frequenz F . Nach /84/ wurden zu diesem Zweck die statischen Näherungsformeln von Hammerstad und Jensen /85/ mit den Dispersionsbeziehungen von Kirschning und Jansen /86,87/ kombiniert. Die Bestimmung der Leitungsbreite w für einen vorgegebenen Wellenwiderstand Z_L erfolgte durch Iteration. Beispielsweise ergab sich für $Z_L = 50 \Omega$ bei $F = 10 \text{ GHz}$ der Wert $w = 0,62 \text{ mm}$.

Die genaue Dimensionierung der Microstrip-Komponenten erforderte weiterhin die Berücksichtigung von Leitungsdiskontinuitäten in Form von abrupt endenden Leitungen und von stufenförmigen Änderungen der Leitungsbreite.

Eine abrupt endende Streifenleitung stellt infolge eines elektrischen Streufeldes keinen idealen Leerlauf dar. Dieser sog. Endeffekt läßt sich durch eine effektive Leitungsverlängerung Δl berücksichtigen. Zur Berechnung von Δl wurden die Beziehungen von Kirschning et al. /88/ verwendet. Die Leitungsverlängerung Δl kann auch in eine äquivalente Endkapazität C_L des Leerlaufs umgerechnet werden /84/.

Die übliche Ersatzschaltung für eine abrupte Verringerung der Leitungsbreite von w_1 auf w_2 besteht aus einer Serieninduktivität L_s und einer Parallelkapazität C_p /84/. Die Kapazität C_p wurde aus den Endkapazitäten C_L der beiden Leitungen berechnet:

$$C_p = C_L(w_1) - C_L(w_2) \quad . \quad (A.1)$$

Zur Bestimmung der Induktivität L_s diente eine Gleichung, die auf der Analyse der äquivalenten Bandleitungsdiskontinuität bzw. der dazu dualen Diskontinui-

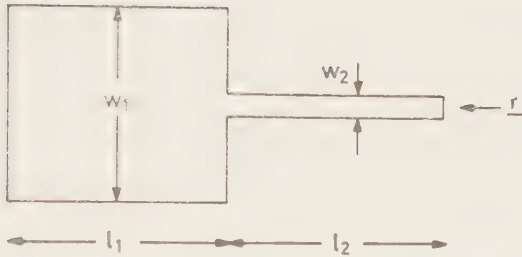


Bild A.1. Grundelement eines Streifenleitungs-Tiefpaßfilters.

tät der Rechteckhohlleitung basiert /84,89/.

Die in den Schaltungen verwendeten Tiefpaßfilter bestehen aus einem Netzwerk von schmalen und breiten Leitungsstücken, die bei niedrigen Frequenzen näherungsweise wie Serieninduktivitäten und Parallelkapazitäten wirken. Bild A.1 zeigt das Grundelement der Filter, eine Kombination aus einer schmalen, hochohmigen und einer breiten, niederohmigen Leitung. Als Leitungsbreiten wurden die konstanten Werte $w_1 = 2,0 \text{ mm}$ und $w_2 = 0,1 \text{ mm}$ gewählt. Damit das Filter für ein Mikrowellensignal der Frequenz F keine Störung darstellt, muß bei dieser Frequenz am Eingang ein Leerlauf auftreten, d. h. $r = 1$ gelten. Bei Vernachlässigung der Diskontinuitäten ist diese Bedingung für $l_1 = \lambda_1/4$ und $l_2 = \lambda_2/4$ erfüllt. Dabei sind λ_1 und λ_2 die jeweiligen Leitungswellenlängen bei der Frequenz F :

$$\lambda_i = \frac{c}{F \sqrt{\epsilon_{\text{eff}, i}}} \quad , \quad i = 1, 2 \quad (\text{A.2})$$

mit c als Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Bei Berücksichtigung der Diskontinuitäten in der oben beschriebenen Weise erhält man dagegen mit denselben Leitungslängen einen Reflexionsfaktor $r \neq 1$. Die Längen l_1 und l_2 wurden daher mit einem Optimierungsprogramm innerhalb bestimmter Grenzen variiert, bis der für $F = 10 \text{ GHz}$ berechnete Reflexionsfaktor mit dem gewünschten Wert $r = 1$ übereinstimmte. Es ergaben sich so die optimierten Längen $l_1 = 2,18 \text{ mm}$ und $l_2 = 2,82 \text{ mm}$.

Die Transformation des Wellenwiderstandes $Z_L = Z_0 = 50 \Omega$ der Zuleitungen in die bei $F = 10 \text{ GHz}$ jeweils benötigten Quell- und Lastimpedanzen des FET erfolgte mit Leitungsstrukturen nach Bild A.2. Für die schmalere Transformationsleitung

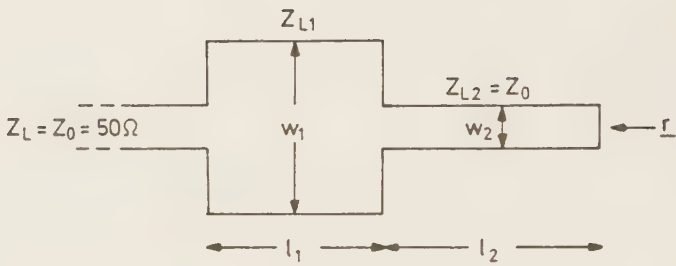


Bild A.2. Transformationsnetzwerk in Streifenleitungstechnik.

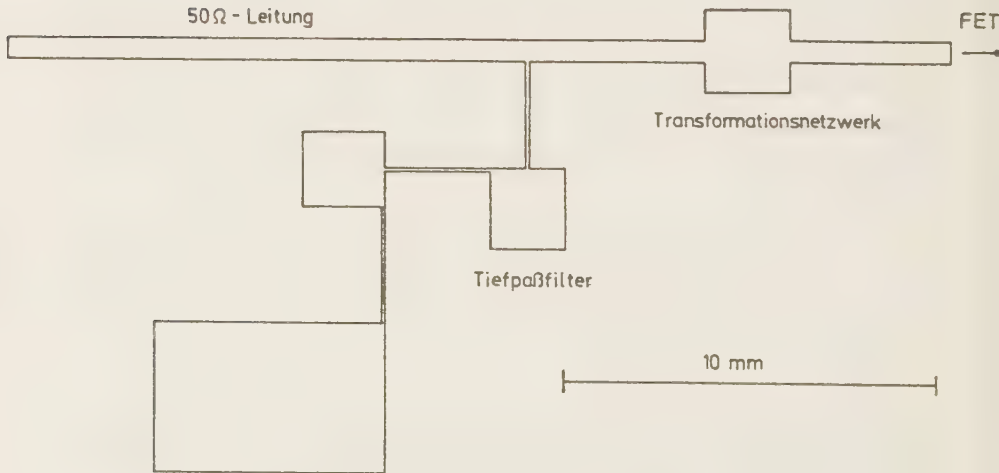


Bild A.3. Eingangsschaltung von Verstärker III in Streifenleitungstechnik.

gilt $Z_{L2} = Z_0 = 50 \, \Omega$ und damit $w_2 = 0,62 \, \text{mm}$ (s. o.). Der Reflexionsfaktor $\underline{r}$ wird somit durch den Wellenwiderstand Z_{L1} bzw. die Breite w_1 sowie die Längen l_1 und l_2 bestimmt. Diese Größen können bei Vernachlässigung der Diskontinuitäten aus einem vorgegebenen Wert von $\underline{r}$ berechnet werden, wobei noch eine der beiden Längen im Prinzip frei wählbar ist. Setzt man $l_1 = \lambda/4$ ($\lambda/4$ -Transformator), dann folgt

$$l_2 = \frac{\lambda_2}{4} \left(1 - \frac{1}{\pi} \arg \underline{r} \right) \quad , \quad (\text{A.3})$$

$$Z_{L1} = Z_0 \sqrt{(1 - |\underline{r}|)/(1 + |\underline{r}|)} \quad . \quad (\text{A.4})$$

Aus Z_{L1} läßt sich dann die Leitungsbreite w_1 ermitteln.

Wie beim Filterelement erhält man mit diesen Abmessungen einen anderen Reflexionsfaktor, wenn die Diskontinuitäten mit in die Berechnungen einbezogen werden. Die Maße l_1 , l_2 und w_1 wurden daher wiederum mit einem Optimierungsprogramm variiert, bis die Abweichung vom vorgegebenen Reflexionsfaktor verschwand. Beispielsweise ergaben sich für den Eingangstransformator von Verstärker III (vgl. Tabelle 5.1) aus $\underline{r}_1 = 0,617 \cdot \exp(-j96^\circ)$ die Werte $w_1 = 2,22 \, \text{mm}$, $l_1 = 2,34 \, \text{mm}$ und $l_2 = 4,25 \, \text{mm}$.

Die vollständige Streifenleitungsstruktur der Eingangsschaltung dieses Verstärkers ist im Bild A.3 dargestellt. Das Tiefpaßfilter besteht aus zwei kaskadierten Grundelementen nach Bild A.1 sowie einer weiteren hochohmigen Leitung und einem großflächigen Lotanschluß. Die Leitungsstrukturen aller Substrate unterschieden sich im wesentlichen nur durch die Maße des Transformationsnetzwerkes.

A.2 Numerische Hilfsmittel

Bei den numerischen Berechnungen wurden verschiedene Routinen der NAG (Numerical Algorithms Group) - FORTRAN - Programmbibliothek in der Version Mark 10 verwendet /90/.

Die Berechnung der Parameter des FET-Modells aus Messungen der Ausgangskennlinien, der S-Parameter und des niederfrequenten Rauschens erfordert jeweils die Bestimmung des Minimums einer Funktion von mehreren Variablen (vgl. Ab-

schnitt 2.4). Für diesen Zweck wurde das Programm E04JAF eingesetzt. Ferner sind mit dieser Routine auch die Maße der Microstrip-Komponenten optimiert worden. Mit dem Programm E04ABF, welches das Minimum einer stetigen Funktion einer einzigen Variablen ermittelt, wurden verschiedene andere Optimierungsprobleme gelöst, z. B. die Bestimmung des günstigsten Belastungswiderstandes R_{opt} bei den Oszillatorbeispielen im Abschnitt 4.

Wie im Abschnitt 5.1.1 beschrieben, muß bei der numerischen Simulation der FET-Verstärker ein nichtlineares Gleichungssystem gelöst werden. Hierzu wurde die Routine C05NBF verwendet. Ein System linearer komplexer Gleichungen tritt bei der Rauschanalyse mit der allgemeinen Oszillatortheorie aus Abschnitt 3.1 auf. Für die Lösung dieses Gleichungssystems ist das Programm F04ADF eingesetzt worden.

Die Verstärker- und Oszillator-Simulationen erfordern die wiederholte Bestimmung von Fourier-Koeffizienten der Ersatzschaltbildelemente des inneren FET. Dabei sind Integrale der Form $\int f(t)\sin(\Omega t)dt$ bzw. $\int f(t)\cos(\Omega t)dt$ zu berechnen. Die numerische Quadratur erfolgte mit dem Programm D01ANF, welches speziell für diese Art von Integralen vorgesehen ist.

Alle numerischen Berechnungen wurden auf einer Cyber 855-Anlage am Rechenzentrum der Ruhr-Universität durchgeführt.

Literatur

- /1/ W. A. Edson
Noise in oscillators
Proc. IRE 48 (1960), 1454-1466
- /2/ J. A. Mullen
Background noise in nonlinear oscillators
Proc. IRE 48 (1960), 1467-1473
- /3/ K. Kurokawa
Noise in synchronized oscillators
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-16 (1968), 234-240
- /4/ K. Kurokawa
Some basic characteristics of broadband negative resistance
oscillator circuits
Bell Syst. Tech. J. 48 (1969), 1937-1955
- /5/ M. T. Vlaardingerbroek
Theory of oscillator noise
Electron. Lett. 7 (1971), 648-650
- /6/ B. Schiek, K. Schünemann
Noise of negative resistance oscillator circuits at high
modulation frequencies
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-20 (1972), 635-641
- /7/ K. Schünemann, B. Schiek
Noise in cavity-stabilized microwave oscillators
Philips Res. Repts. 27 (1972), 486-507
- /8/ D. J. Esdale, M. J. Howes
A reflection coefficient approach to the design of one-port
negative impedance oscillators
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-29 (1981), 770-776
- /9/ D. B. Leeson
A simple model of feedback oscillator noise spectrum
Proc. IEEE 54 (1966), 329-330

- /10/ G. Sauvage
Phase noise in oscillators: A mathematical analysis of Leeson's model
IEEE Trans. Instrum. Meas. IM-26 (1977), 408-410
- /11/ A. Takaoka, K. Ura
Noise analysis of nonlinear feedback oscillator with
AM-PM conversion coefficient
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-28 (1980), 654-662
- /12/ C. A. Mead
Schottky barrier gate field effect transistor
Proc. IEEE 54 (1966), 307-308
- /13/ M. Maeda, S. Takahashi, H. Kadera
CW oscillation characteristics of GaAs Schottky-barrier gate
field-effect transistors
Proc. IEEE 63 (1975), 320-321
- /14/ M. Maeda, K. Kimura, H. Kadera
Design and performance of X-band oscillators with GaAs
Schottky-gate field-effect transistors
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-23 (1975), 661-667
- /15/ R. A. Pucel, R. Bera, D. Masse
Experiments on integrated gallium-arsenide f.e.t. oscillators
at X band
Electron. Lett. 11 (1975), 219-220
- /16/ D. P. Zensius, M. Draher, N. K. Osbrink
Device and construction refinements yield first 33 to 50 GHz FET YTO
Microwave Journal 29 (1986), Nr. 6, 153-159
- /17/ J. M. Schellenberg, H. Yamasaki, D. W. Maki
A 69 GHz FET oscillator
1981 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 328-330
- /18/ H. Q. Tserng, B. Kim
110 GHz GaAs FET oscillator
Electron. Lett. 21 (1985), 178-179

- /19/ J. S. Joshi, J. R. Cockrill, J. A. Turner
Monolithic microwave gallium arsenide FET oscillators
IEEE Trans. Electron Devices ED-28 (1981), 158-162
- /20/ H. Q. Tserng, H. M. Macksey
Performance of monolithic GaAs FET oscillators at J-band
IEEE Trans. Electron Devices ED-28 (1981), 163-165
- /21/ B. N. Scott, G. E. Brehm
Monolithic voltage controlled oscillator for X- and Ku-bands
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-30 (1982), 2172-2177
- /22/ H. Q. Tserng, B. Kim
A 115 GHz monolithic GaAs FET oscillator
1985 IEEE GaAs IC Symp. Dig., 11-13
- /23/ H.-J. Siweris, B. Schiek
A noise reduction technique for multiplier type microwave sources
Proc. 13th Europ. Microwave Conf. (1983), 515-520
- /24/ H. J. Finlay, J. S. Joshi, S. C. Cripps
An X band f.e.t. oscillator with low f.m. noise
Electron. Lett. 14 (1978), 198-199
- /25/ R. A. Pucel, J. Curtis
Near-carrier noise in FET oscillators
1983 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 282-284
- /26/ J. F. Sautereau, J. Graffeuil, K. Tantrarongroj, G. Ablart,
J. C. Gourdon, B. Vigouroux
Large signal design and realisation of a low noise X band
GaAs FET oscillator
Proc. 11th Europ. Microwave Conf. (1981), 464-468
- /27/ J. Graffeuil, K. Tantrarongroj, J. F. Sautereau
Low frequency noise physical analysis for the improvement of the
spectral purity of GaAs FETs oscillators
Solid-State Electron. 25 (1982), 367-374
- /28/ J. F. Sautereau, J. Graffeuil, A. Amana, P. Rossel
Optimizing criteria in the large signal design of GaAs FET
low FM noise microwave oscillators
Proc. 12th Europ. Microwave Conf. (1982), 187-192

- /29/ M. Camiade, A. Bert, J. Graffeuil, G. Pataut
Low noise design of dielectric resonator FET oscillators
Proc. 13th Europ. Microwave Conf. (1983), 297-302
- /30/ H. Rohdin, C.-Y. Su, C. Stolte
A study of the relation between device low-frequency noise and
oscillator phase noise for GaAs MESFETs
1984 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 267-269
- /31/ B. T. Debney, J. S. Joshi
A theory of noise in GaAs FET microwave oscillators and its
experimental verification
IEEE Trans. Electron Devices ED-30 (1983), 769-776
- /32/ W. Shockley
A unipolar "field-effect" transistor
Proc. IRE 40 (1952), 1365-1376
- /33/ J. G. Ruch, G. S. Kino
Measurement of the velocity-field characteristic of gallium arsenide
Appl. Phys. Lett. 10 (1967), 40-42
- /34/ R. W. H. Engelmann, C. A. Liechti
Gunn domain formation in the saturated region of GaAs MESFETs
1976 Int. Electron Devices Meeting Tech. Dig., 351-354
- /35/ K. Yamaguchi, S. Asai, H. Kodera
Two-dimensional numerical analysis of stability criteria of GaAs FET's
IEEE Trans. Electron Devices ED-23 (1976), 1283-1290
- /36/ T. A. Fjeldly, J. S. Johannessen
Negative differential resistance in GaAs MESFETs
Electron. Lett. 19 (1983), 649-650
- /37/ T. J. Maloney, J. Frey
Frequency limits of GaAs and InP field-effect transistors
IEEE Trans. Electron Devices ED-22 (1975), 357-358, 620
- /38/ J. A. Turner, B. L. H. Wilson
Implications of carrier velocity saturation in a gallium arsenide
field-effect transistor
Proc. 2nd Int. Symp. Gallium Arsenide (1968), 195-204

- /39/ A. B. Grebene, S. K. Ghandhi
General theory for pinched operation of the junction-gate FET
Solid-State Electron. 12 (1969), 573-589
- /40/ R. A. Pucel, H. A. Haus, H. Statz
Signal and noise properties of gallium arsenide microwave
field-effect transistors
Advances in Electronics and Electron Physics 38 (1975), 195-265
- /41/ A. van der Ziel
Thermal noise in field-effect transistors
Proc. IRE 50 (1962), 1808-1812
- /42/ A. van der Ziel
Gate noise in field-effect transistors at moderately high frequencies
Proc. IEEE 51 (1963), 461-467
- /43/ W. Baechtold
Noise behaviour of Schottky barrier gate field-effect transistors
at microwave frequencies
IEEE Trans. Electron Devices ED-18 (1971), 97-104
- /44/ W. Baechtold
Noise behaviour of GaAs field effect transistors with short gate lengths
IEEE Trans. Electron Devices ED-19 (1972), 674-680
- /45/ H. Statz, H. A. Haus, R. Pucel
Noise characteristics of gallium arsenide field effect transistors
IEEE Trans. Electron Devices ED-21 (1974), 549-562
- /46/ A. van der Ziel
Carrier density fluctuation noise in field-effect transistors
Proc. IEEE 51 (1963), 1670-1671
- /47/ C. T. Sah
Theory of low-frequency generation noise in junction-gate
field-effect transistors
Proc. IEEE 52 (1964), 795-814
- /48/ A. van der Ziel
Noise in solid-state devices and lasers
Proc. IEEE 58 (1970), 1178-1206

- /49/ J. Graffeuil, J. Caiminade
Low-frequency noise in GaAs Schottky-gate f.e.t.s
Electron. Lett. 10 (1974), 266-268
- /50/ D. Sodini, A. Touboul, G. Lecoy, M. Savelli
Generation-recombination noise in the channel of GaAs
Schottky-gate field-effect transistors
Electron. Lett. 12 (1976), 42-43
- /51/ C.-Y. Su, H. Rohdin, C. Stolte
1/f noise in GaAs MESFETs
1983 Int. Electron Devices Meeting Tech. Dig., 601-604
- /52/ F. N. Hooge
1/f noise is no surface effect
Phys. Lett. 29A (1969), 139-140
- /53/ K. H. Duh, A. van der Ziel
Hooge parameters for various FET structures
IEEE Trans. Electron Devices ED-32 (1985), 662-666
- /54/ M. D. Das, P. K. Ghosh
Gate current dependence of low-frequency noise in GaAs MESFET's
IEEE Electron Device Lett. EDL-2 (1981), 210-213
- /55/ R. A. Minasian
Large signal GaAs m.e.s.f.e.t. model and distortion analysis
Electron. Lett. 14 (1978), 183-185
- /56/ H. A. Willing, C. Rauscher, P. de Santis
A technique for predicting large-signal performance
of a GaAs MESFET
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-26 (1978), 1017-1023
- '57 C. Rauscher, H. A. Willing
Simulation of nonlinear microwave FET performance using
a quasi-static model
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-27 (1979), 834-840
- 58 C. Rauscher, H. A. Willing
Design of broad-band GaAs FET power amplifiers
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-28 (1980), 1054-1059

- /59/ C. Rauscher
Large-signal technique for designing single-frequency and
voltage-controlled GaAs FET oscillators
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-29 (1981), 293-304
- /60/ C. Dragone
Analysis of thermal and shot noise in pumped resistive diodes
Bell Syst. Tech. J. 47 (1968), 1883-1902
- /61/ P. Wolf
Microwave properties of Schottky-barrier field-effect transistors
IBM J. Res. Develop. 14 (1970), 125-141
- /62/ G. D. Vendelin, M. Omori
Circuit model for the GaAs m.e.s.f.e.t. valid to 12 GHz
Electron. Lett. 11 (1975), 60-61
- /63/ K. M. Johnson
Large signal GaAs MESFET oscillator design
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-27 (1979), 217-227
- /64/ H. J. Siweris, B. Schiek
Analysis of noise upconversion in microwave FET oscillators
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-33 (1985), 233-242
- /65/ A. P. S. Khanna, J. Obregon
Microwave oscillator analysis
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-29 (1981), 606-607
- /66/ H. Bittel, L. Storm
Rauschen
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1971
- /67/ P. Penfield
Circuit theory of periodically driven nonlinear systems
Proc. IEEE 54 (1966), 266-280
- /68/ K.-H. Steiner, L. Pungs
Parametrische Systeme
S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1965

- /69/ R. Müller
Rauschen
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1979
- /70/ M. S. Nakhla, J. Vlach
A piecewise harmonic balance technique for determination of
periodic response of nonlinear systems
IEEE Trans. Circuits Syst. CAS-23 (1976), 85-91
- /71/ J. Helszajn
Passive and Active Microwave Circuits
John Wiley & Sons, New York Chichester Brisbane Toronto 1978
- /72/ J. R. Ashley, C. B. Searles, F. M. Palka
The measurement of oscillator noise at microwave frequencies
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-16 (1968), 753-760
- /73/ J. G. Ondria
A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-16 (1968), 767-781
- /74/ J. R. Ashley, T. A. Barley, G. J. Rast
Transmission line discriminators for FM noise measurements
Proc. IEEE 65 (1977), 578-580
- /75/ J. R. Ashley, T. A. Barley, G. J. Rast
The measurement of noise in microwave transmitters
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-25 (1977), 294-318
- /76/ R. Knöchel, K. Schünemann, B. Schiek
Comments on "The measurement of noise in microwave transmitters"
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-27 (1979), 84-85
- /77/ J. R. Ashley, T. A. Barley, G. J. Rast
Comments on discriminator theory
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-31 (1983), 605-606
- /78/ B. Schiek
Meßsysteme der Hochfrequenztechnik
Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg 1984

- /79/ H. J. Siweris, B. Schiek
A GaAs FET oscillator noise model with a periodically
driven noise source
Proc. 16th Europ. Microwave Conf. (1986), 681-686
- /80/ A. N. Riddle, R. J. Trew
A new method of reducing phase noise in GaAs FET oscillators
1984 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 274-276
- /81/ A. N. Riddle, R. J. Trew
A novel GaAs FET oscillator with low phase noise
1985 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 257-260
- /82/ M. J. Bianchini, J. B. Cole, R. DiBiase, Z. Galani,
R. W. Laton, R. C. Waterman, Jr.
A single-resonator GaAs FET oscillator with noise degeneration
1984 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 270-273
- /83/ Z. Galani, M. J. Bianchini, R. C. Waterman, Jr.,
R. DiBiase, R. W. Laton, J. B. Cole
Analysis and design of a single-resonator GaAs FET oscillator
with noise degeneration
IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-32 (1984), 1556-1565
- /84/ R. K. Hoffmann
Integrierte Mikrowellenschaltungen
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo 1983
- /85/ E. Hammerstad, Ø. Jensen
Accurate models for microstrip computer-aided design
1980 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 407-409
- /86/ M. Kirschning, R. H. Jansen
Accurate model for effective dielectric constant of microstrip
with validity up to millimetre-wave frequencies
Electron. Lett. 18 (1982), 272-273
- /87/ R. H. Jansen, M. Kirschning
Arguments and an accurate model for the power-current formulation
of microstrip characteristic impedance
AEÜ 37 (1983), 108-112

- /88/ M. Kirschning, R. H. Jansen, N. H. L. Koster
Accurate model for open end effect of microstrip lines
Electron. Lett. 17 (1981), 123-125
- /89/ J. Schwinger, D. S. Saxon
Discontinuities in Waveguides
Gordon and Breach Science Publishers, New York London Paris 1968
- /90/ Numerical Algorithms Group Ltd.
NAG FORTRAN Library Manual - Mark 10
Oxford 1983

Die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen wurden in der Arbeitsgruppe Hochfrequenzmeßtechnik am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt. Für die Anregung hierzu und für viele interessante Diskussionen, auch über den engeren Themenkreis der Arbeit hinaus, möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Burkhard Schiek sehr herzlich danken.

Nützliche Hinweise erhielt ich auch von Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Martin Rein, der sich freundlicherweise als Berichter zur Verfügung gestellt hat.

Mein Dank gilt ferner allen Mitarbeitern des Instituts für Hoch- und Höchstfrequenztechnik, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben, insbesondere auch Herrn Prof. Dr. rer. nat. Hans Severin, dem langjährigen Direktor des Instituts.

Die Untersuchungen wurden zum Teil durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert.

Lebenslauf

26.6.1953

geboren in Oberhausen (Rhld.)

Schulbildung

April 1959 - März 1963

Volksschule in Oberhausen

April 1963 - Mai 1971

Städtisches Naturwissenschaftliches
Gymnasium in Oberhausen

11.5.1971

Abitur

Wehrdienst

April 1972 - Juni 1973

Grundwehrdienst in Lippstadt

Studium

WS 1971/72 und

Studium der Elektrotechnik an der

WS 1973/74 - WS 1978/79

Ruhr-Universität Bochum

11.12.1978

Abschluß der Diplom-Hauptprüfung

Berufstätigkeit

Feb. 1979 - Sept. 1985

Tätigkeit am Institut für Hoch- und
Höchstfrequenztechnik der
Ruhr-Universität Bochum

seit Okt. 1985

Mitarbeiter der Siemens AG
in München

